





# **ХІХ КОНФЕРЕНЦИЯ**

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 28-29 января 2016 г.

Сборник научных трудов

Москва 2016 Министерство образования и науки РФ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

> МАТЕРИАЛЫ XIX КОНФЕРЕНЦИИ

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 28-29 января 2016 г.

Москва 2016

#### ББК 22.333 УДК 533.9 (06) В 40

Материалы XIX конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 28-29 января 2016 г. М.: НИЯУ МИФИ, 2016 г., 110 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на проводимой в НИЯУ МИФИ традиционной 19-ой конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью. Тематика представленных в данном сборнике докладов посвящена результатам исследования и моделирования взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза, а также физическим проблемам, сопровождающим такое взаимодействие. Сборник сформирован по мере поступления докладов, которые опубликованы в авторской редакции при минимальной редакционной правке.

Редакционная коллегия:

Ю.М. Гаспарян, В.А. Курнаев, Н.А. Пунтаков Д.Н. Синельников

ISBN 978-5-7262-2079-6

#### 19 конференция

### «ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ»

Заседание №1

Четверг, 28 января

начало в 10.00

Аудитория Актовый зал

#### Председатель – профессор Беграмбеков Л.Б.

10.00- 10.05	Открытие конференции			
10.05-	В.А. КУРНАЕВ			
10.20	Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»			
	О состоянии и перспективах исследования в области УТС магнитным удержанием в РФ			
10.20 -	И.М. ПОЗНЯК <sup>1,2</sup> , В.М. САФРОНОВ <sup>1,2,3</sup> , В.Ю. ЦЫБЕНКО <sup>1,2</sup>			
10.35	<sup>1</sup> Троицкий институт инновационных и термоядерных иссле-			
	дований, г.Москва, г.Троицк, Россия			
	<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, г.Долгопрудный,			
	РОССИЯ <sup>3</sup> Проектичний центр ИТЭР, а Москеа, Россия			
	проектный центр и ГЭР, г.москва, Россия			
	дыяление расплавленного металлического слоя под деист- вием интенсивных плазменно-тепповых нагрузок зарак-			
терных для ЕСМ-ов и срывов ИТЭР				
10.35 -	I. BORODKINA <sup>1,2</sup> , D. BORODIN <sup>2</sup> , S.BREZINSEK <sup>2</sup> , I.V. TSVETKOV <sup>1</sup> ,			
10.50	) V.A. KURNAEV <sup>1</sup> , C.C. KLEPPER <sup>3</sup> , A. LASA <sup>3</sup> , A. KRETER <sup>2</sup> and CONTRIBUTORS*			
	EUROfusion Consortium, JET, Culham Science Centre, Abingdon,			
	<sup>1</sup> National Research Nuclear University (Mephi), Kashirskoe sh., 31, Moscow, Russia			
	<sup>2</sup> Forschungszentrum Jülich GmbH. Institut für Energie- und			
	Klimaforschung - Plasmaphysik, 52425 Jülich, Germany			
	<sup>3</sup> Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831-6169, USA			
	*See F. Romanelli et al., Proc. of the 25th IAEA Fusion Energy Con-			
	ference 2014, Saint Petersburg, RF			
	Surface biasing influence on the physical sputtering of plasma-			
	facing components in fusion devices			
10.50 –	A.A. ЕКСАЕВА <sup>1</sup> , Е.Д. МАРЕНКОВ <sup>1</sup> , Д. БОРОДИН <sup>2</sup> , А. КРЕТЕР <sup>2</sup> ,			
11.05	М. РАИНХАРТ <sup>2</sup> , А. КИРШНЕР <sup>2</sup> , Ю. РОМАЗАНОВ <sup>2</sup> , С. БРЕЗИН-			
	Национальный исследовательский ядерный университет			
	«кинчи» 2Научио-исследовательский центр Юлих, Юлих, Германия			
	паучно-исслеоовательский центр юлих, юлих, Германия			

	Влияние долгоживущих уровней нейтрального вольфрама			
	на результаты спектроскопических измерений в линейных			
	плазменных установках			
11.05 –	А.А. МУХРЫГИН <sup>1</sup> , А.Н. ЩЕРБАК <sup>2</sup> , С.В. МИРНОВ <sup>2</sup>			
11.20	'Национальный исследовательский университет «МЭИ», Мо-			
	CKBA			
	<sup>-</sup> АО «ГНЦ РФ Гроицкий институт инновационных термоядер-			
	ных исследований», Троицк, Москва			
	Определение оптимального времени подготовки разрядной			
44.00				
11.20 -				
11.35	пациональный исслеоовательский ядерный университет			
	$^{\circ}$			
	ПИЦ «Курчатовский институт», москва <sup>3</sup> Калифорцийский ушиверситет Сан Пиеро, США			
11.25				
11.50 -	$\Pi = \Pi =$			
11.50	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ»			
	<sup>2</sup> Graduate School of Engineering, Nagova University, Nagova 464-			
	0803. Japan			
	<sup>3</sup> EcoTopia Science Institute. Nagova University. Nagova 464-8603.			
	Japan			
	Модификация наноструктурированных поверхностей			
	вольфрама и молибдена в результате вакуумного пробоя			
11.50 -	Перерыв на кофе			
12.10				
12.10 -	В.П. АФАНАСЬЕВ, А.С. ГРЯЗЕВ, П.С. КАПЛЯ, И.А. КОСТАНОВ-			
12.25	СКИЙ, О.Ю. РИДЗЕЛЬ			
	Национальный исследовательский университет «МЭИ», Мо-			
	сква			
	Количественное определение изотопов водорода в конст-			
	рукционных материалах на основе спектроскопии пиков			
	упруго отраженных электронов и рентгеновской фотоэлек-			
	тронной спектроскопии			
12.25 –	Е.Д. МАРЕНКОВ <sup>1</sup> , С.И. КРАШЕНИННИКОВ <sup>1,2</sup> , Ю.М. ГАСПАРЯН <sup>1</sup>			
12.40	'Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ»			
	<sup>-</sup> Калифорнийский университет Сан-Диего, США			
	влияние многоместного захвата на транспорт водорода в			
40.40	твердом теле			
12.40-				
12.55	пациональныи исслеоовательскии яоерныи университет			
	изучения взаимодеиствия литии-деитериевых пленок с			
	атмосферными газами			

12.55 – 13.10	В.С. ЕФИМОВ <sup>1</sup> , А.Г. ПОСКАКАЛОВ <sup>1</sup> , Ю.М. ГАСПАРЯН <sup>1</sup> , К. БЫ- СТРОВ <sup>2</sup>		
	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»		
	<sup>2</sup> FOM Institute DIFFER – Dutch Institute for Fundamental Energy		
	Research. Partner in the Trilateral Euregio Cluster, the Netherlands		
	Определение содержания гелия в вольфрамовом «пухе»		
	методом термодесорбционной спектроскопии		
13.10 – 14.15	Перерыв на обед		
14.15- 14.50	С.А. БАРЕНГОЛЬЦ <sup>1</sup> , Г.А. МЕСЯЦ <sup>2</sup> , И.В. УЙМАНОВ <sup>3</sup> , М.М. ЦВЕНТУХ <sup>2</sup> , Д.Л. ШМЕЛЕВ <sup>3</sup>		
	្ទុំ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва		
	<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва		
	<sup>°</sup> Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург		
	Развитие модели инициирования взрывоэмиссионных им-		
14.50	пульсов при взаимодеиствии плазмы с поверхностью		
14.50-	Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОИТЮК, А.М. ЗАХАРОВ		
15.05	пациональный исслеоовательский хоерный университет «МИФИ» Политические польский хоерный университет		
	Разработка и испытания электростатического зонда для		
15.05			
15.05-			
15.20	А.В.ГРУПИП, М.Ю. ДВИЧЕНКО, П.А. ПУПТАКОВ, Я А САЛОВСКИЙ		
	Национальный исследовательский ядерный университет		
	«МИФИ»		
	Термоциклирование и облучение потоком ионов водорода		
	высокой плотности мощности вольфрамовых слоев осаж-		
	дённых на вольфраме		
15.20- 15.35	В.С. ЕФИМОВ <sup>1</sup> , Ю.М. ГАСПАРЯН <sup>1</sup> , А.А. ПИСАРЕВ <sup>1</sup> , Б.И. ХРИ- ПУНОВ <sup>2</sup> , В.С. КОЙДАН <sup>2</sup> , А.И. РЯЗАНОВ <sup>2</sup>		
	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет		
	«МИФИ», Москва, Россия		
	<sup>-</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский		
	институт», Москва		
	Анализ накопления деитерия в вольфраме после его оолу- чения быстрыми ионами и лейтериевой плазмой		
15.35-	Перерыв на кофе		
15.55			
15.55-	Д.Д. БЕРНТ <sup>1</sup> , В.О. ПОНОМАРЕНКО <sup>1</sup> , А.А. ПИСАРЕВ <sup>2</sup>		
16.10	'ООО «ПилкингтонГласс», дер. Жуково Раменского р-на МО,		
	Россия		
	Национальный исследовательский ядерный университет		
	изучение спосооов осеспечения опеофорных качеств по-		
	верлпости топкоплепочных оптических покрытии, осаждае-		
	мых из плазмы магнетропного разряда		

16.10- 16.25	Т.В. СТЕПАНОВА <sup>1</sup> , А.В. КАЗИЕВ <sup>1</sup> , М.В. АТАМАНОВ <sup>2</sup> , Н.Ф. ИЗ- МАЙЛОВА <sup>3</sup> , А.В. ТУМАРКИН <sup>1</sup> М.М. ХАРЬКОВ <sup>1</sup> , М.М. БЕРДНИ-			
	КОВА <sup>1</sup> , А.А. ПИСАРЕВ <sup>1</sup>			
	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ», Москва			
	<sup>2</sup> ЗАО «ИНАКОТЕК», Москва			
	<sup>3</sup> ОАО «Уфимское моторостроительное производственное			
	объединение», Уфа			
	Магнетронное осаждение защитных TiN покрытий на изде- лиях из сплава AI-Cu-Ag-Mg-Mn			
16.25-	БЕГРАМБЕКОВ Л.Б.,ЗАХАРОВ А. М., КАПЛЕВСКИИА.С.,			
16.40	САДОВСКИИЯ.А.			
	Национальныи исслеоовательскии яоерныи университет «МИФИ»			
	Обезгаживание стенок вакуумной камеры при её облучении плазмой с примесью кислорода			
16.40-	Г.М. ТАРАСЮК <sup>1</sup> , В.В. КОЗЛОВА <sup>1</sup> ,			
16.55	А.Ю. РЫЧАГОВ <sup>2</sup> , К.К. ДЕНЬЩИКОВ <sup>3</sup> , А.А. ПИСАРЕВ <sup>1</sup>			
	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»			
	<sup>2</sup> ИФХЭ РАН Федеральное государственное бюджетное учреж-			
	дение науки Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва			
	<sup>3</sup> ОИВТ РАН Федеральное государственное бюджетное учреж-			
	дение науки Объединённый институт высоких температур			
	РАН, Москва			
	Плазменная обработка углеродного электрода суперкон-			
	денсатора			
16.55-	А.Е. ЕВСИН <sup>1</sup> , Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ <sup>1</sup> , И.Р. ВАХИТОВ <sup>2</sup> , А.И. ГУМА-			
17.10	$POB^2$ , $H.\Phi$ . КАШАПОВ <sup>2</sup> , $A.\Gamma$ . ЛУЧКИ $H^2$ , $Л.P$ . ТАГИРОВ <sup>2</sup> , $H.B$ .			
	ЯНИЛКИН"			
	'Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, РФ			
<sup>2</sup> Казанский федеральный университет, Казань, РФ				
Влияние плазменной модификации поверхности ци				
	на захват дейтерия при облучении атомами с тепловы			
	энергиями			

Заседание №2

<u>Пятница, 29 января</u>

начало в 10.00

Аудитория Актовый зал

#### Председатель – профессор КУРНАЕВ В.А.

10.00-	G.VAN OOST <sup>1,2</sup>			
10.20	<sup>1</sup> Department of Applied Physics, Ghent University, Belgium			
	<sup>2</sup> National Research Nuclear University "MEPHI", Kashirskoe sh. 31,			
	Moscow, Russia			
	THE EUROPEAN FUSION R&D PROGRAMME			
10.20-	А.С. КУКУШКИН <sup>1,2</sup> , Х. <u>Д</u> . ПАХЕР <sup>3</sup>			
10.40	<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», пл.Курчатова 1, 123182 Мо-			
	сква, Россия			
	<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Каширское ш. 31, 115409 Москва, Россия			
	<sup>3</sup> INRS-EMT, Varennes, Québec, Canada			
	Нейтралы – определяющий фактор в работе дивертора			
	ИТЭР			
10.40-	И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ <sup>1</sup> , А.В. ВЕРТКОВ <sup>1</sup> , М.Ю. ЖАРКОВ <sup>1</sup> , Э.А.			
11.10	АЗИЗОВ <sup>2</sup> , В.В. ВЕРШКОВ2, С.В. МИРНОВ3, В.Б. ЛАЗАРЕВЗ			
	<sup>1</sup> АО «Красная звезда», Москва, РФ			
	<sup>2</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ			
	<sup>3</sup> АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва			
	Комплекс литиевого и вольфрамовых лимитеров токамака			
	Т-10 для обеспечения ЭЦР нагрева плазмы мощностью до 3			
	МВт. Назначение, конструкция, результаты первых экспе-			
	риментов			
11.10-	И.Е. ЛЮБЛИНСКИИ'' <sup>2</sup> , А.В. ВЕРТКОВ', О.Н. СЕВРЮКОВ <sup>2</sup> , М.Ю.			
11.30	ЖАРКОВ', В.А. ШУМСКИИ <sup>2</sup> , А.А. ИВАННИКОВ <sup>2</sup>			
	АО «Красная звезда», Москва, РФ			
	Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ», МОСКВА, РФ			
	Выбор материалов жидкометаллических капиллярных сис-			
	тем внутрикамерных элементов токамаков, контактирую-			
11.20				
11.30	$H.C. NIVIMOB^{-}$ , B.A. DAPCYK, A.H. MPOWEBCKAN, H.A. HA-			
11.50				
	адерных исспедоезний. Троник Москез			
	<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ»			
	Экспериментальное исследование формирования трешин			
	на поверхности чистого вольфрама и вольфрама, покрыто-			
	го тонким защитным слоем легкоплавкого металла, при			
	плазменных тепловых нагрузках, характерных для пере-			
	ходных плазменных процессов в ИТЭР			
11.50- 12.10	Перерыв на кофе			
12.10-	Ю.В. МАРТЫНЕНКО			
12.30	Национальный исследовательский центр «Курчатовский ин-			
	ститут», Москва			
	Национальный исследовательский ядерный университет			
	«МИФИ»			
	Воздействие плазменных потоков, характерных для сры-			

	вов и ЭЛМов, на металлы: капельная эрозия, движение
	расплавленного слоя и экранирующий слой плазмы
12.30 -	Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ
12.50	Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
	Проникновение водорода через поверхностный оксидный спой метапла
12.50	$C \wedge V D \wedge T^{1,2}$ IO M $\Gamma \wedge C \Box \wedge D \Box \cup U^1$ $\wedge \wedge \Box U \cap A D \Box D^1$ M MAUMED <sup>2</sup> V
13.10	ВОН ТОУССЭЙНТ <sup>2</sup> , П, КОАД <sup>3</sup> , А. ВИДДОУСОН <sup>3</sup> , УЧАСТИНИКИ JET EFDA <sup>4</sup>
	<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия
	<sup>2</sup> Институт физики плазмы имени Макса Планка, Гархинг, Гер- мания
	<sup>3</sup> Научный центр Кулхама, Абинетон, Оксфордшир, Велико- британия
	<sup>4</sup> См. дополнение Φ. Романелли, материалы 25th IAEA
	FusionEnergyConference 2014, Санкт-Петербург, Россия
	Сравнение осаждения в теневых областях дивертора тока-
	мака JET в углеродных и ИТЭР-подобной кампаниях
13.10-	O. V. OGORODNIKOVA <sup>1</sup> , S. MARKELJ <sup>2</sup> , U. VON TOUSSAINT <sup>3</sup>
13.30	<sup>1</sup> National Research Nuclear University "MEPHI", Kashirskoe sh. 31,
	Moscow, Russia
	<sup>2</sup> Jožef Stefan Institute and Association EURATOM-MHEST,
	Jamovacesta 39, 1000 Ljubljana, Slovenia
	<sup>3</sup> Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmannstr. 2, D-85748
	Garching, Germany
	Penetration, diffusion and trapping of deuterium in tungsten
	under exposure to thermal atomic beam
13.30-	Перерыв на обед
14.30	

# Председатель - профессор Мартыненко Ю.В.

14.30 –	М.К. СКАКОВ, А.А. КОЛОДЕШНИКОВ, Б.К. РАХАДИЛОВ,	
14.50	Т.Р. ТУЛЕНБЕРГЕНОВ, И.А. СОКОЛОВ	
	Филиал Институт Атомной Энергии Национальный Ядерный	
	Центр	
	Республики Казахстан	
	Влияние плазмы на молибден и вольфрам как на кандидат-	
	ные материалы термоядерного реактора	
14.50-	АЙРАПЕТОВ А.А., БЕГРАМБЕКОВ Л.Б., ГРЕЦКАЯ И.Ю., ГРУ-	
15.10	НИН А.В., ДЪЯЧЕНКО М.Ю., ПУНТАКОВ Н.А., САДОВСКИЙ Я.А.	
	Национальный исследовательский ядерный университет	
	«МИФИ»	
	Осаждение покрытия карбида бора на вольфрам из ато-	
	марных потоков бора и углерода	
15.10-	Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ	
15.30	Национальный исследовательский ядерный университет	

	моделирование поведения атомарного водорода на по-			
45.00				
15.30- 15.50	В.Х. АЛИМОВ "", Ю. ХАТАНО", Н. ЕШИДА , Х. ВАТАНАБЕ , М. ОЯИДЗУ <sup>5</sup> . М. ТОКИТАНИ <sup>6</sup> . Т. ХАЯШИ <sup>5</sup>			
	<sup>1</sup> Институт физической химии и электрохимии имени А.Н. Фрумкина РАН. Москва. Россия			
	<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ». Москва. Россия			
	<sup>3</sup> Центр водородных исследований, Университет г. Тояма, Тояма. Япония			
	<sup>4</sup> Институт прикладной механики, Университет Кюсю, Касуга, Япония			
	<sup>5</sup> Японское агентство по атомной энергии, Роккашо, Япония			
	<sup>6</sup> Национальный институт термоядерных исследований, Токи,			
	Япония			
	Модификация поверхности и эрозия низкоактивирумой			
	ферритно-мартенситной стали F82H под воздействием об-			
	лучения низкоэнергетической дейтериевой плазмой			
15.50-	<u>В.Л. БУХОВЕЦ</u> <sup>1</sup> , А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ <sup>1</sup> , Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ <sup>1</sup> ,			
16.10	А.В. МАРКИН', Л.П. КАЗАНСКИЙ', И.А. АРХИПУШКИН',			
	А.П. ЗАХАРОВ <sup>1</sup> , А.М. ДМИТРИЕВ <sup>2</sup> , А.Г. РАЗДОБАРИН <sup>2</sup> , Е.Е.			
	<sup>1</sup> Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрум-			
	<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-			
	Петербург			
	Распыление молибдена и алюминия в D <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> плазме чистя-			
	щего разряда			
16.10-	Дискуссия			
16.40				
17.00	Welcome together (103, корп. 33, кафедра физики плазмы, надо			
	одеваться)			

# <sup>1,2</sup>И.М. ПОЗНЯК, <sup>1,2,3</sup>В.М. САФРОНОВ, <sup>1,2</sup>В.Ю. ЦЫБЕНКО

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г.Москва, г.Троицк, Россия <sup>2</sup>Московский физико-технический институт, г.Долгопрудный, Россия <sup>3</sup>Проектный центр ИТЭР, г.Москва, Россия

#### ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНЫХ ПЛАЗМЕННО-ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ELM-OB И СРЫВОВ ИТЭР

В процессе работы ИТЭР защитные пластины дивертора и первой стенки будут подвергаться воздействию значительных плазменнотепловых нагрузок, что повлечет их интенсивную эрозию [1]. В экспериментах на плазменном ускорителе КСПУ-Т было продемонстрировано, что главным механизмом разрушения металлических облицовочных пластин является уменьшение их толщины за счет перемещения расплавленного слоя [2]. Представленная ранее расчетная модель движения расплава не объясняет его значительного перемещения, наблюдаемого в экспериментах [2]. Для создания и проверки новых расчетно-теоретических моделей [3] необходимы экспериментальные данные о параметрах потока плазмы вблизи поверхности мишени и о влиянии этих параметров на движение расплава.

Непосредственные измерения параметров приповерхностной плазмы и исследование движения расплава во время разряда плазменного ускорителя представляет задачу, сопряженную с рядом сложностей. Поэтому на начальной стадии исследований целесообразно провести простые, качественные эксперименты, в которых можно изучить влияние контролируемых параметров на движение расплавленного слоя.

Авторы данной работы пытались ответить на следующие вопросы:

- каково распределение давления p(x,y) при торможении плазмы на поверхности металлических мишеней, и каким образом оно влияет на растекание расплава?
- каково влияние магнитного поля на движение расплава?
- как меняется картина течения металла при создании центростремительного и кориолисового ускорений?

В ходе экспериментов металлические образцы облучались интенсивными потоками плазмы на установке КСПУ-Т. С помощью набора пьезоэлектрических датчиков давления получены распределения p(x,y) по поверхности мишеней в различных режимах работы ускорителя. Исследовано влияние искусственно созданных препятствий различной высоты и формы на характер течения расплава.

Изучено влияние магнитного поля на движение расплавленного слоя. Поле вблизи поверхности мишени создавалось с помощью неодимовых магнитов.

Кроме того, был проведен эксперимент, в котором перед облучением плазмой мишень раскручивалась. Вращение мишени привело к изменению картины волнового течения расплава: на поверхности металла появились изогнутые вытянутые струи. В центральной части кратера эрозии отсутствует возвышение, характерное для кратера на неподвижных мишенях. Проведение эксперимента при разных частотах вращения дало возможность изучить закономерности в образовании волн на поверхности мишени. Полученные экспериментальные данные будут использоваться для проверки моделей движения расплавленного слоя.

#### Список литературы:

[1] Roth J., Tsitrone E., Loarte A. et al. – Journal of Nuclear Materials, 2009, V.390-391, P.1-9.

[2] Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л. и др.– ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, Т.35, №4, С.23-33.

[3] Мартыненко В.Ю. – ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2014, Т.37, №2, С.53-59.

#### <u>I. BORODKINA<sup>1,2</sup></u>, D. BORODIN<sup>2</sup>, S.BREZINSEK<sup>2</sup>, I.V. TSVETKOV<sup>1</sup>, V.A. KURNAEV<sup>1</sup>, C.C. KLEPPER<sup>3</sup>, A. LASA<sup>3</sup>, A. KRETER<sup>2</sup> and JET CONTRIBUTORS\*

<sup>1</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe sh., 31, Moscow, Russia
 <sup>2</sup>Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Energie- und Klimaforschung

 Plasmaphysik, Jülich, Germany
 <sup>3</sup>Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, USA

 \* EUROfusion Consortium, JET, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK, see F. Romanelli et al., Proc. of the 25th IAEA Fusion Energy Conference 2014, Saint Petersburg, RF

### SURFACE BIASING INFLUENCE ON THE PHYSICAL SPUTTERING OF PLASMA-FACING COMPONENTS IN FUSION DEVICES

Understanding plasma-surface interaction (PSI) processes is important for the successful realization of the ITER project. PSI processes are determined to a large extent by the Debye sheath and magnetic pre-sheath effects. For the correct calculation of ions trajectories just before the surface impact and in the presence of the oblique magnetic field, it is necessary to include the precise sheath electric field distribution. Furthermore, in a number of experiments the surface biasing up to several hundred Volt is applied to the plasma facing components (PFC) that also influences greatly the sheath potential.

In this work the simplified analytical expression for the electromagnetic field is suggested including surface biasing effects. The previously derived analytical expression [1] is modified taking into account the potential redistribution in the Debye sheath so that the potential drop and the sheath length both increase, while potential distribution in the magnetic presheath does not change [2, 3]. The resulting sheath electric field is in good agreement with the numerical solution of the integral equation for the potential distribution in the Debye sheath. The energy and angular impact distributions and, therefore, the surface sputtering yields were analyzed for different initial ion velocity distributions in the presence of an oblique magnetic field and surface biasing.

In linear plasma devices, the magnetic field is often directed normal to the target surface, making the influence of the angular distribution of impacting ions negligible. However, the surface biasing of up to several hundred Volt (applied to the target to vary the sputtering ion energies) has considerable influence on the energy distributions, and thus, it must be treated as a parameter in the analytical solution. The analytic expression mentioned above was used to estimate the sputtering yield of the tungsten target under Ar plasma for various biasing values in PSI-2 experiments [4]. The simulation and experimental results are in a good agreement, the trend being reproduced and absolute values agree within 20%.

In the case of modelling of PSI processes at the JET ITER-like wall, it is necessary to also take into account the oblique magnetic field, which is typical for tokamak main wall PFCs. This highlights the high importance of the sputtering ion angle distributions on impact for sputtering yield estimation. The same analytic expression derived above has been applied for updating of ERO modelling of enhanced radio-frequency (RF)-induced erosion of the outer wall JET Be limiter near the Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) antenna [5]. This effect has been associated with magnetic connections between the affected PFCs and high electric fields induced by the antenna, the latter being treated as an additional negative surface biasing of up to 200V [6]. The influence of the safety factor (q), which affects impacting ions' angles, on the effective Be sputtering yields is also taken into account. The related comparison of the revised ERO-simulated RF-induced Be emission with the experimental observations is presented. The sputtering yield was calculated for two different cases: a pure beryllium target ('ERO-max') and assuming 50% D concentration in the surface interaction layer ('ERO-min'). It was shown that for the latter, the sputtering yield increases 2-3 times with biasing, which is in good agreement with the experimental results: the characteristic spectroscopic emission of beryllium varies with the antenna toggling by the same factor. This provides additional confidence in 'ERO-min' fit for the physical sputtering yields for the plasmawetted areas of PFCs.

#### **References:**

[1] I. Borodkina, M. Komm, I.V. Tsvetkov, Russian Physics Journal, 438-445 (2015) 58 №. 4

[2] P. Stangeby, The plasma boundary of magnetic fusion devices. Plasma physics series, IOP Publishing Ltd, 2000

[3] M. Weinlich, A. Carlson, Phys.Plasmas 2151-2160 (1997) 4 (6)

[4] A. Eksaeva et al., Proceedings of the XXII Int. Conf. ISI-2015, pp. 82-85

[5] C.C. Klepper et al., accepted by Phys. Scr. for the PFMC-15 proceedings

[6] V.V. Bobkov et al., Nucl. Fusion 50 (2010) 035004 (11pp)

А.А. ЕКСАЕВА<sup>1</sup>, Е.Д. МАРЕНКОВ<sup>1</sup>, Д. БОРОДИН<sup>2</sup>, А. КРЕТЕР<sup>2</sup>, М. РАЙНХАРТ<sup>2</sup>, А. КИРШНЕР<sup>2</sup>, Ю. РОМАЗАНОВ<sup>2</sup>, С. БРЕЗИНСЕК<sup>2</sup> <sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup>Научно-исследовательский центр Юлих, Юлих, Германия

#### ВЛИЯНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ УРОВНЕЙ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОЛЬФРАМА НА РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЛИНЕЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСТАНОВКАХ

Известно, что в качестве основного материала для дивертора токамака ITER был выбран вольфрам. Этот элемент хорош тем, что обладает небольшим коэффициентом распыления в условиях, соответствующих условиям пристеночной плазмы в токамаках, достаточно высокой температурой плавления и малым накоплением трития [1].

Для изучения процессов взаимодействия плазмы с вольфрамом используются небольшие и сравнительно простые по своей конструкции установки – открытые плазменные ловушки (такие, как PISCES-B [2] и PSI-2 [3]). Эти установки достаточно хорошо имитируют условия пристеночной плазмы в токамаках в небольших масштабах и в условиях, удобных для проведения исследований (простота управления, контроль над параметрами эксперимента). Их использование может дать ответ на многие открытые вопросы, связанные с взаимодействием плазмы с поверхностью.

Из-за многообразия процессов, происходящих в этих экспериментах, моделирование является неотъемлемой частью этих исследований, так как оно позволяет учесть весь спектр происходящих физических процессов. Трехмерный код ERO [4] является одним из признанных инструментов для моделирования транспорта примесей в плазме в токамаке ITER. Этот код использует метод Монте-Карло для трехмерного моделирования поведения примесей в плазме, параметры которой считаются фиксированными и задаются извне. При расчете учитываются следующие процессы: распыление вещества мишени под действием плазменного облучения; транспорт распыленных частиц с учетом их ионизации электронным ударом и фоторекомбинации; транспорт ионов примеси в электрическом и магнитном полях установки; излучение в результате спонтанного испускания фотонов.

Ряд экспериментов по распылению вольфрама был проведен на установке PSI-2. В этих экспериментах вольфрамовая мишень 100х80 мм<sup>2</sup> облучалась аргоновой плазмой с различными параметрами ( $n_e$ ,  $T_e$ ). Энергии ионов аргона, бомбардирующих мишень, варьировались от 40 до 150 эВ, в

зависимости от напряжения смещения, приложенного к мишени. При помощи спектрометра были сняты зависимости интенсивности излучения нейтрального вольфрама WI от расстояния до поверхности мишени вдоль оси установки (ось z) и перпендикулярно ей (при различных значениях z). Кроме того, для анализа угловых распределений распыленных частиц, на некотором расстоянии от мишени (20-545 мм по оси z, 150 мм в радиальном направлении) располагался QMB сенсор, регистрировавший все попадающие на него частицы. Для определения количества распыленных с поверхности мишени атомов применялся метод измерения потери массы.

Эксперименты на установке PSI-2 ранее уже моделировались в коде ERO [5]. Предыдущие расчеты показали сильное влияние угловых и энергетических распределений распыленных частиц на скорость спада интенсивности излучения WI вдоль оси установки z. Кроме того, они позволили выявить основные закономерности изменения этих распределений в зависимости от энергий налетающих ионов.

В данной работе, путем моделирования в коде ERO всех экспериментальных зависимостей и соответствующих изменений параметров модели, было получено хорошее согласие моделирования с экспериментом для всех зависимостей (спектроскопия, показания QMB сенсора, результаты измерения потери массы). Формы угловых распределений распыленных частиц были определены из сравнения результатов моделирования и эксперимента, а также предыдущих проведенных исследований.

Форма зависимости интенсивности излучения нейтрального вольфрама от расстояния до поверхности мишени определяется коэффициентами ионизации, рекомбинации и видом углового распределения распыляемых атомов. Кроме того, все экспериментальные зависимости имеют максимум на расстоянии порядка 5 мм от поверхности (см. рис.1). Данный эффект может быть объяснен наличием у W долгоживущих, «метастабильных», возбужденных энергетических уровней, переходы между которыми могут осуществляться до излучения детектируемой длины волны. Такие переходы требуют значительно больше времени (t ~ 10<sup>-4</sup> c), чем характерное время детектируемого перехода t ~ 10<sup>-8</sup> c.



Рис.1. Экспериментально полученная зависимость интенсивности излучения WI от расстояния до поверхности мишени.

Положение максимума можно оценить, исходя из простой двухуровневой модели, в рамках которой плотности атомов, находящихся в основном ( $n_0$ ) и метсастабильным возбужденном ( $n_1$ ) состоянии определяются уравнениями:

$$\begin{cases} v \frac{dn_0}{dx} = -V_{01} + S_{ion} \quad n_0 + V_{10} + A_{eff} \quad n_1 \\ v \frac{dn_1}{dx} = V_{01}n_0 - V_{10} + A_{eff} \quad n_1 \end{cases}$$
(1)

Здесь  $A_{eff}$  [1/c] – «эффективный» коэффициент излучательной релаксации возбужденных состояний, учитывающий весь ансамбль переходов между возбужденными энергетическими уровнями (некоторые из них являются долгоживущими), включая детектируемый в итоге переход ( $\lambda = 4009$ A);  $V_{10}$  и  $V_{01}$  - коэффициенты возбуждения и релаксации атомов электронным ударом,  $S_{ion}$  – коэффициент ионизации.

Тогда зависимость плотности атомов в возбужденном состоянии от расстояния до поверхности мишени может быть выражена как:

$$n_{1}(x) = \frac{n_{starr}V_{01}}{v(\lambda_{1} - \lambda_{2})} e^{\lambda_{1}x} - e^{\lambda_{2}x}$$
(2)

где

$$\begin{cases} \lambda_{1} = -\frac{V_{01} + S_{ion} + V_{10} + A_{10}}{2v} + \frac{1}{2v}\sqrt{V_{01} + S_{ion} + V_{10} + A_{10}^{2} - 4S_{ion} V_{10} + A_{10}} \\ \lambda_{2} = -\frac{V_{01} + S_{ion} + V_{10} + A_{10}}{2v} - \frac{1}{2v}\sqrt{V_{01} + S_{ion} + V_{10} + A_{10}^{2} - 4S_{ion} V_{10} + A_{10}} \end{cases}$$
(3)

Отсюда, учитывая, что интенсивность излучения пропорциональна количеству возбужденных атомов, можно получить выражение для положения максимума интенсивности:

$$x_{\max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$$
(4)

Учет в коде ERO присутствия метастабильных уровней позволил получить хорошее согласие с экспериментом при значении эффективного коэффициента излучения  $A_{\rm eff} \approx 7*10^5$  1/с.

Таким образом, было показано, что существенное влияние на форму кривой зависимости интенсивности излучения WI от расстояния до поверхности мишени оказывает наличие долгоживущих возбужденных («метастабильных») энергетических состояний W: их присутствие обеспечивает наличие максимума на расстоянии порядка 5 мм от поверхности мишени и характерное время их жизни t  $\approx 1.4*10^{-4}$  с.

#### Список литературы:

- [1] V. Philipps. JNM. V. 415, Is. 1, S2–S9 (2011)
- [2] R.P. Doerner, M. J. Baldwin, K. Schmid, Phys. Scr. T111 (2004) 75
- [3] M. Reinhart et al., Transactions Fusion Sci. Technol. 63 (2013) 201.
- [4] A. Kirschner, et al. (2000) Nucl. Fusion, 40, 989.
- [5] E. Marenkov et al., JNM, 463 (2015) 268

А.А. МУХРЫГИН<sup>1</sup>, А.Н. ЩЕРБАК<sup>2</sup>, С.В. МИРНОВ<sup>2</sup> <sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва <sup>2</sup>АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных термоядерных исследований», *Троиик, Москва* 

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ПОДГОТОВКИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА Т-11М К РАБОЧИМ РЕЖИМАМ

На токамаке T-11M во время технологических работ, требующих прямого доступа в разрядную камеру, в камеру напускается аргон или гелий при атмосферном давлении. Компоненты воздуха проникают внутрь разрядной камеры через неплотности герметичной системы в виде добавок к этим газам, что приводит к опасному росту примесей, таких как H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, и необходимости последующей очистки стенок тлеющим разрядом. Данные примеси оседают тонкой пленкой на стенках вакуумной камеры и в результате приводят к ухудшению вакуумных условий, впоследствии выражающихся в срывах во время рабочих режимов токамака. Именно примеси, сбиваемые со стенок тлеющим разрядом на водороде и гелии, являются первым детектором состояния стенок.

Работа представляет собой обзор экспериментальных данных, полученных на токамаке T-11M в опытах по использованию тлеющего разряда в качестве средства очистки разрядной камеры.

Целями данной работы являются исследование степени готовности камеры к рабочим режимам путем определения основных характеристик гелиевого тлеющего разряда (температуры электронов и плотности ионов) и нахождение зависимости этих параметров от времени после «напуска атмосферы» внутрь разрядной камеры.

Для подготовки разрядной камеры к рабочим режимам необходимо очистить стенки от примесей, для чего используются индукционный прогрев стенок вакуумной камеры до 200°С и тлеющий разряд, в результате которого ионы бомбардируют стенки и распыляют поверхностные пленки.

Эксперимент проводился следующим образом: сначала происходило «открытие разрядной камеры на атмосферу» с напуском внутрь разрядной камеры аргона или гелия при атмосферном давлении, затем в разрядной камере токамака T-11M зажигался гелиевый тлеющий разряд (параметры разряда: I=4 A, V=250 B). На электрод тлеющего разряда подается приблизительно 200-250B, вторым электродом является стенка разрядной камеры, которая заземлена. После этого в разрядную камеру вводится криогенная мишень, которая представляет собой цилиндр с параметрами d=50 мм, h=196 мм. Криогенная мишень используется в качестве массивного ленгмюровского зонда. Затем снимается вольт-амперная характеристика, по которой определяются основные параметры плазмы. Принципиальная схема эксперимента приведена на рис.1, где условно обозначены криогенная мишень и электрод тлеющего разряда,



Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента: 1 – электрод тлеющего разряда; 2 – мишень; 3 – шибер

Данный эксперимент проводился после напуска аргона в разрядную камеру токамака серийно с периодичностью в 1-2 дня для 4 различных давлений в каждом эксперименте. Всего было проведено 2 серии измерений, обе серии делятся на опыты с индукционным нагревом разрядной камеры и без него. Давление в разрядной камере изменялось для каждого набора условий в диапазоне (0,25-2) Па. На рис. 2 показан общий вид криогенной мишени. Также был проведен эксперимент с камерой, готовой к рабочим режимам для определения эталонных параметров плазмы, а именно температуры электронов и плотности ионов.

В результате проведенной работы были выявлены две зависимости температуры электронов от количества дней подготовки разрядной камеры к рабочим режимам. Первая зависимость имеет вид "ковша", когда температура электронов сначала возрастает до некоторого значения, потом убывает и после снова начинает возрастать. Данная зависимость встречается во всех трех сериях с лучшей или худшей повторяемостью.



Рис. 2. Устройство криогенной мишени: 1 – мишень; 2 – шлюз; 3 – сильфонное устройство перемещения; 4 – воронка для заливки жидкого азота, 5 – дополнительная вакуумная откачка

Вторая группа зависимости температуры электронов отличается от этой формы. На рис. 3 и 4 показаны примеры таких результатов, приведены зависимости температуры электронов в зависимости от количества дней подготовки камеры к рабочим режимам.



Рис. 3. Зависимость температуры электронов от времени после открытия камеры с индукционным нагревом стенки до 200°С при давлении 0,5 Па



Рис. 4. Зависимость температуры электронов от времени после открытия камеры с индукционным нагревом стенки до 200°С при давлении 0,75 Па

В данной работе показаны зависимости температуры электронов от количества дней подготовки камеры к рабочим режимам. Видны повторяющиеся зависимости, которые могут быть полезными при определении оптимального времени подготовки камеры. Предположительно, оптимальное время колеблется в диапазоне 8-12 дней. Кроме того, качественным описанием зависимости, условно названной "ковш" может быть двуступенчатая очистка стенки разрядной камеры токамака T-11M, а именно сначала удаление примесей, находящихся во поверхностном слое материала камеры, а потом удаление примесей, захваченных механизмом адсорбции, то есть проникнувших в материал стенки без образования химических связей. А.А. ПШЕНОВ<sup>1,2</sup>, С.И. КРАШЕНИННИКОВ<sup>1,3</sup>, А.С. КУКУШКИН<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва <sup>3</sup> Калифорнийский университет в Сан-Диего, США

### РОЛЬ ЭНЕРГОБАЛАНСА В ПРОЦЕССЕ ДЕТАЧМЕНТА

Источниками тепловой нагрузки на поверхность дивертора и первой стенки токамака являются: излучение водорода и примесей, кинетическая энергия нейтралов, ионов и электронов, достигающих поверхности, а так же рекомбинация ионов и радикалов на ней. Нагрузка, связанная с излучением и нейтралами, «размазана» по большой площади, в то время как поток заряженных частиц, следующих вдоль линий магнитного поля, способен приводить к локальным тепловым нагрузкам многократно превосходящим допустимые для обращенных к плазме материалов пределы. Снижение пиковых тепловых нагрузок является важной задачей при переходе к более крупным установкам, а в перспективе и к термоядерному реактору. Одним из возможных методов достижения данной цели является работа в режиме детачмента [1], характеризующимся существенным падением потока заряженных частиц на поверхность диверторных пластин. Помимо снижения тепловых нагрузок на диверторные пластины, детачмент приводит к уменьшению эрозии поверхности, что так же является немаловажным плюсом. Поэтому работа в режиме детачмента является неотъемлемой частью сегодняшней концепции ИТЭР [2] и, вероятно, останется таковой при проектировании токамака-реактора в будущем.

Первые теоретические работы, направленные на изучение природы детачмента, предполагали, что завал тока насыщения на диверторные пластины,  $j_{sat}$ , связан со «сбросом импульса» - то есть с работой силы трения, действующей на поток плазмы со стороны нейтральной компоненты, и приводящей к падению давления плазмы по пути от сепаратрисы к поверхности дивертора. Действительно, падение давления плазмы, сопровождающееся уменьшением температуры, должно приводить к снижению

 $j_{sat}$ . Однако, ситуация не так проста, как представляется в рамках двухточечных моделей [3, 4], предполагающих «сброс импульса» в качестве основной причины детачмента. В реальности, характер плазменных потоков в пристеночной области определяется источниками и стоками частиц, профиль давления же подстраивается под них, таким образом, чтобы обеспечить необходимую картину потоков плазмы. Эта картина может

быть далека от ламинарного перетекания плазмы с сепаратрисы на поверхность дивертора, заложенного в основу двухточечных моделей. В работе [5] детачмент рассматривался уже с точки зрения баланса частиц, что позволило выявить ведущую роль объемной рекомбинации в переходе от режима с сильным рециклингом к режиму «отрыва» плазмы от диверторной пластины. Баланс частиц в данном случае означает равенство потоков газонапуска и откачки, так как процессы ионизации и рекомбинации не виляют на полное число частиц в системе. Однако, потоки газонапуска и откачки на несколько порядков меньше потоков, связанных с рециклингом водорода, и не могут напрямую влиять на состояние плазмы в диверторе. Вместо этого они регулируют общее число частиц в системе. В то же время потоки, связанные с рециклингом, через процессы ионизации и рекомбинации зависят от мощности, поступающей в диверторную область. Таким образом, разумно рассматривать процесс детачмента с точки зрения энергобаланса, используя в качестве параметра, определяющего равновесие, количество частиц на периферии.



В данной работе проведен теоретический и численный анализ роли энергобаланса в плотной плазме на периферии токамака в режимах с сильным рециклингом. Теоретическое рассмотрение проблемы следует основам, заложенным в работе [6]. Для численного анализа использован код SOLPS4.3 [7]. Численное моделирование, проведенное для упрощен-

ной геометрии диверторного токамака с магнитной конфигурацией подобной токамаку DIII-D, показало, что, в соответствии с теоретическими предсказаниями, отношение давления плазмы на сепаратрисе,  $P_{m}$ , к пото-

ку мощности, поступающему в область рециклинга,  $q_{recele}$ , является клю-

чевым параметром, определяющим начало «завала»  $j_{sat}$  и переход в режим детачмента (см. Рис.1). Кроме того, показано, что за переход в режим детачмента ответственны объемная рекомбинация и излучение примесей, в то время как «сброс импульса» играет второстепенную, впрочем немаловажную, роль, поддерживая высокую плотность в диверторе, которая и создает необходимые условия для эффективной работы механизмов рекомбинации и излучения.

#### Список Литературы:

[1] G. F. Matthews, J. Nucl. Mater., vol. 220-222, pp. 104-116, Apr. 1995.

[2] R. A. Pitts, S. Carpentier, F. Escourbiac, T. Hirai, V. Komarov, S. Lisgo, A. S. Kukushkin, A. Loarte, M. Merola, A. Sashala Naik, R. Mitteau, M. Sugihara, B. Bazylev, and P. C. Stangeby, *J. Nucl. Mater.*, vol. 438, pp. S48–S56, Jul. 2013.

[3] K. Borrass, D. Coster, D. Reiter, and R. Schneider, J. Nucl. Mater., vol. 241–243, pp. 250–254, Feb. 1997.

[4] V. Kotov and D. Reiter, *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 51, no. 11, p. 115002, Nov. 2009.

[5] A. S. Kukushkin, H. D. Pacher, and R. A. Pitts, J. Nucl. Mater., vol. 463, pp. 586–590, 2015.

[6] S. I. Krasheninnikov, M. Rensink, T. D. Rognlien, A. S. Kukushkin, J. A. Goetz, B. LaBombard, B. Lipschultz, J. L. Terry, and M. Umansky, *J. Nucl. Mater.*, vol. 266–269, pp. 251–257, Mar. 1999.

[7] A. S. Kukushkin, H. D. Pacher, V. Kotov, G. W. Pacher, and D. Reiter, *Fusion Eng. Des.*, vol. 86, no. 12, pp. 2865–2873, 2011.

#### Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ<sup>1</sup>, D. HWANGBO<sup>2</sup>, S. КАЈІТА<sup>3</sup>, N. OHNO<sup>2</sup>, Д.Г. БУЛГАДАРЯН<sup>1</sup>, В.А. КУРНАЕВ<sup>1</sup>, Д.В. КОЛОДКО<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup>Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya 464-0803, Japan <sup>3</sup>EcoTopia Science Institute, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

#### МОДИФИКАЦИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА В РЕЗУЛЬТАТЕ ВАКУУМНОГО ПРОБОЯ

Униполярные дуги являются негативным явлением, возникающим между плазмой и первой стенкой в современных термоядерных установках. Более того, они происходят чаще при росте температуре и концентрации пристеночной плазмы. Механизм инициации дуги еще не до конца изучен, однако, важную роль в нем играет свойства обращенного к плазме материала. Поскольку вольфрам будет одним из основных материалов диверторной области ИТЭР, достаточно важной задачей является исследование зажигания дуг с вольфрама, покрытого наноструктурами в виде «пуха», который может возникать при облучении ионами гелия.

Взрывная эмиссия - наиболее вероятный механизм инициации пробоя и зажигания дуги для тонких наноструктур ("нанопуха"). В модели взрывной эмиссии ток полевой эмиссии приводит к перегреву эмитирующего выступа и его взрыву, после чего поверхность повреждается, и образуются новые эмиссионные центры. Поэтому не повреждая поверхность возможно измерить только токи низкой интенсивности (~нА).

Измерение вольт-амперных характеристик предпробойных токов производилось в вакуумном диоде, изображенном на рис. 1а. Вакуумный промежуток мог выставляться, начиная от 0,3 мм, что позволило прикладывать электрическое поле напряженностью до 40 кВ/мм при использовании источника питания напряжением до 12,5 кВ. Сферическая форма анода позволяет решить проблему неоднородности тока из-за возможной непараллельности электродов, что немаловажно для малых вакуумных промежутков. Вакуумная и электрическая схемы установки представлены на рис. 16. Давление при измерениях в установке поддерживалось в диапазоне (3-5)·10<sup>-7</sup> Торр для исключения вторичных процессов в вакуумном промежутке. Электрическая схема включала в себя источник отрицательного относительно земли высокого напряжения 7, наноамперметр 8 и балластное сопротивление 6 для ограничения тока в случае пробоя.

Тем не менее, несмотря на использование балластного сопротивления, микропробои иногда происходили. В этом случае ток эмиссии возрастал

на 2-3 порядка и оставался на этом уровне даже после повторной экспозиции на атмосферу. Причиной такого изменения может быть только модификация поверхности, которая привела к образованию новых эмиссионных центров. Схожее поведение наблюдалось не только для вольфрамового, но и для молибденового "нанопуха".



Рис. 1. Фотография вакуумного диода (а) и схема установки (б): 1-ротарный насос, 2-турбомолекулярный насос, 3-шибер, 4-вакуумна камера, 5-датчик давления, 6-баластное сопротивление 25 МОм, 7-источник высокого напряжения, 8-наноамперметр

Фотографии поврежденной пробоем поверхности с характерными следами в виде «снежинок» приведены на рис. 2 для W (а) и Mo(б) "нанопуха", а численные характеристики микропробоя для них - в таблице 1.

Таблица 1		
Материал наноструктуры	W	Мо
Напряжение пробоя	10 кВ	12,5 кВ
Ток после пробоя	163 мкА	236 мкА
Число больших снежинок	12	55
Диаметр снежинок	~50 мкм	~50 мкм

Модифицированная кратерами площадь катода ~1,5 мм<sup>2</sup>, что довольно близко к значению площади катода, с напряженностью электрического поля не отличающейся для использованной геометрии от максимальной более чем на 10%. Поврежденный регион поверхности состоит из двух частей: основного кратера с большим количеством «пыли» рядом с ним и большого количества малых кратеров, напоминающих по форме снежинки. Наличие равномерно распределенной пыли вокруг большого кратера может говорить о взрыве, послужившем причиной пробоя.

Однако, большой кратер не всегда свойственен поверхности после пробоя. На рис.3 показано еще одно место пробоя, состоящее из кратеров-снежинок. Эти кратеры состоят из отдельных точечных (диаметром ~2 мкм), которые предположительно являются катодными пятнами дуги. Треки кратеров-снежинок довольно фрактальны и имеют центральную симметрию. Это означает что поверхность катода, покрытая наноструктурами, довольно однородна для дуги, и она следует по ней случайным образом. Диаметр кратеров-снежинок всегда ограничен 50 мкм, как для вольфрамового, так и для молибденового катодов.



Рис. 2. Область пробоя для вольфрамового (а) и молибденового (б) нанопуха

Ток дуги обычно довольно большой по сравнению с током, который может пропустить токоограничивающие сопротивление, поэтому основным источником энергии может быть только емкость вакуумного диода. Последняя была оценена в 1 пкФ измерением постоянного тока при фиксированной скорости поднятия напряжения. Когда температура катодного пятна достаточно высока для кипения жидкого материала катода, то дуге выгодно переместиться на соседнее место из-за плохой электронной проводимости металлического пара и более низкого сопротивления холодного соседнего места. Таким образом, необходимая энергия на испарение треков кратеров-снежинок должна быть сравнима с полной энергией вакуумного диода. Тогда глубина кратеров может быть оценена по порядку величины из уравнения (1).

 $h \cdot S \cdot 0,05 \rho \cdot (c \cdot (T_{melt} - 300 \text{K}) + H_{melt} + c \cdot (T_{boil} - T_{melt}) + H_{boil}) = CU^2/2,$  (1) где h-глубина кратера, S-площадь кратера, c-теплоемкость материала, C-емкость вакуумного диода, U-напряжение пробоя,  $T_{melt}$ ,  $T_{boil}$ ,  $H_{melt}$ ,  $H_{boil}$ -температуры плавления и кипения, удельные теплота плавления и парообразования. Для вычисления по ней плотность вольфрамового пуха взята за 0,05 от плотности вольфрама. Расчет глубины кратеров по формуле (1) дает значения порядка 1 мкм для вольфрамового пуха и 0,5 мкм для молибденового, что согласуется с результатами анализа глубины кратеров на сканирующем электронном микроскопе под скользящим углом. Интересно отметить, что, несмотря на значительно более высокую температуру плавления вольфрама, энергии, необходимые для плавления единицы массы вольфрама и молибдена довольно близки.

Для исследования того, как общая площадь кратеров зависит от энергии, запасенной в вакуумном диоде, был инициирован микропробой при напряжении 5 кВ. В результате на поверхности катода образовались 4 кратера. Они появились после резкого увеличения тока с 5 мкА до 21 мкА. Для токов менее 10 мкА не удалось найти каких-либо следов микропробоя. Общая площадь кратеров оказалась равной ~2 10<sup>3</sup> мкм<sup>2</sup>, что в 5 раз меньше, чем для пробоя при 10 кВ, и хорошо соответствует энергии, запасенной в вакуумного диоде при напряжении 5 кВ.

a)



Рис. 3. Фотографии кратеров-снежинок на наноструктурированной вольфрамовой поверхности после пробоя

Таким образом, показано, что поверхности, покрытые "нанопухом", могут достаточно хорошо отображать следы от пробоев и микропробоев, что немаловажно для исследования причин инициации вакуумных дуг. Этот уникальное свойство "нанопуха" может быть объяснено легкостью плавления пуха из-за плохой теплопроводности отдельных структур. Дуги движутся довольно случайно по поверхности, что отражается в форме кратеров-снежинок. Установлено, что образование кратеров-снежинок приводит к значительному усилению предпробойных. Также установлена взаимосвязь между энергией в емкости вакуумного диода и размерами и числом кратеров на поверхности катода.

#### В.П. АФАНАСЬЕВ, А.С. ГРЯЗЕВ, П.С. КАПЛЯ, И.А. КОСТАНОВСКИЙ, О.Ю. РИДЗЕЛЬ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

#### КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ СПЕКТРО-СКОПИИ ПИКОВ УПРУГО ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Количественный анализ изотопов водорода в конструкционных материалах имеет особый интерес в системах управляемого термоядерного синтеза. Основными компонентами термоядерной плазмы являются изотопы водорода – дейтерий и тритий, а также продукты термоядерной реакции. Послойный анализ концентрации изотопов водорода в «первой стенке» позволяет определить количество накопленного радиоактивного трития. Существует ряд методов, позволяющих детектировать изотопы водорода, такие как метод ядерных реакций, метод быстрых атомов отдачи и методы, основанные на нейтронном рассеянии. Для послойного анализа концентрации водорода также могут быть использованы методы электронной спектроскопии.

Начальную информацию об элементном составе поверхностных слоёв можно получить с помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Эти данные можно существенно уточнить, добавив в них информацию о присутствии изотопов водорода, восстановленных по методу спектроскопии пиков упруго отражённых электронов (СПУЭ). Данный метод, реализованный в работах [1], по сути эксперимента не отличается от спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (ХПЭ). Но основной интерес в спектре СПУЭ сосредоточен на анализе области, сформированной упруго отражёнными электронами. Суть метода заключается в том, что при отражении электронов от ядер атомов мишени происходит потеря энергии, следующая из законов сохранения энергии и импульса:

$$\Delta E_{el \ peak} = \frac{2m}{M} \ 1 - \cos \psi \ E_0, \tag{1}$$

где m – масса электрона, M – масса ядра,  $E_0$  – энергия зондирующего электрона,  $\psi$  – угол рассеяния электрона.

Из формулы (1) следует, что максимальная величина сдвига пика относительно  $E_0$  достигается при отражении электронов от ядер водорода. Это является плюсом с точки зрения критерия Релея, но минусом является попадание водородного пика в область фона, созданного неупруго рассеянными в мишени электронами. Решению проблемы вычитания фона в СПУЭ посвящена настоящая работа.

Подготовка углеводородных покрытий была выполнена в Институте физике плазмы им. М. Планка (Грайфсвальд, Германия) с помощью установки плазмохимического напыления из газовой фазы. Далее образцы углеводородных покрытий, содержащих водород и дейтерий, с известной толщиной исследовались в Наноцентре НИУ «МЭИ» на модуле электронно-ионной спектроскопии на базе платформы НаноФаб-25. Первичный анализ образцов был проведён с помощью метода РФЭС. Обзорный спектр РФЭС одного образца представлен на рис. 1. Определение связанного водорода с использованием РФЭС методики невозможно.



Рис. 1. Спектр РФЭС образца  $CH_x$ . Возбуждение немонохроматическим излучением Mg  $K_a$ 

Для восстановления дифференциальных сечений неупругого рассеяния  $x_{in}(\Delta)$  электронов с использованием данного спектра (рис. 1) применялась процедура подбора (фитинга). Таким образом, при построении спектра СПУЭ с использованием данного сечения будет возможно правильное выделение сигнала от водорода относительно «фона» плазменных потерь энергии электронов.



Рис. 2. Спектр СПУЭ углеводородного покрытия. Расчёт с использованием сечения x<sub>in</sub>(Δ), полученного методом фитинга из спектра РФЭС

В работах [2, 3] была написана система уравнений, используя метод инвариантного погружения, для плотности потока фотоэлектронной эмиссии  $Q(\Delta)$  и плотности потока отражённых электронов  $R(\Delta)$ , которая необходима для расчета коэффициентов  $Q_k$ :

$$\frac{1}{\mu}Q_{k} - \frac{1-\lambda}{\mu}Q_{k-1} = \delta_{k0}\lambda_{\gamma} \cdot f + \lambda_{\gamma} \cdot f \otimes R_{k} + \lambda \cdot Q_{k} \otimes x_{el} + \lambda \sum_{m=0}^{k-1}Q_{k-m} \otimes x_{el} \otimes R_{m}$$

$$(2)$$

где  $\omega_{el}$   $\mu', \mu, \varphi'$ ,  $\sigma_{el}$  – дифференциальное и полное сечения упругого рассеяния,  $x_{el} = \omega_{el} / \sigma_{el}$ ;  $\sigma_{xe}$  – полное сечение фотоионизации,  $\theta = \arccos \mu$  – полярный угол, отсчитываемый от нормали к поверхности мишени,  $\varphi$  – азимутальный угол;

$$\begin{split} \lambda &= \sigma_{el} / \sigma_{in} + \sigma_{el} \ , \ \lambda_{\gamma} = \sigma_{xe} / \sigma_{in} + \sigma_{el} \\ f \ \mu, \mu_0, \phi \ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{i=0}^3 B_i P_i \ \cos \psi \ , \ \cos \psi = \mu \mu_0 - \sqrt{1 - \mu^2} \ 1 - \mu_0^2 \ \cdot \cos \phi, \\ F \ \mu, \mu_0, \phi \ &= \sigma_{xe} f \ \mu, \mu_0, \phi \ , \\ F \ \mu, \mu_0, \phi \ &= \phi_{yhkuus} \text{ источников фотоэлектронов [4].} \end{split}$$

Функции  $Q(\Delta)$  и  $R(\Delta)$  раскладываются в ряд по кратностям неупругого рассеяния k, а найденные коэффициенты  $Q_k$ ,  $R_k$  далее подставляются в следующие формулы для расчёта самих спектров РФЭС  $Q(\Delta)$  и ХПЭ/СПУЭ  $R(\Delta)$ :

$$Q(\Delta) = Q_0 \cdot \delta(\Delta) + \sum_{k=1}^{\infty} Q_k \cdot x_{in}^k(\Delta) , \qquad (3)$$

$$R(\Delta) = R_0 \cdot \delta(\Delta) + \sum_{k=1}^{\infty} R_k \cdot x_{in}^k(\Delta), \qquad (4)$$

где *k*-кратная свертка определяет спектр потерь энергии  $\Delta = E_0 - E$ , фиксируемый после *k* последовательных актов неупругого рассеяния  $x_{in}^k(\Delta)$ .

Рассчитанный по формуле (3) спектр РФЭС с восстановленным сечением неупругого рассеяния электронов  $x_{in}(\Delta)$  представлен на рис. 1. Подстановка этого же сечения в формулу (4), определяющую спектр ХПЭ/СПУЭ, приводит к ситуации, представленной на рис. 2, на котором выделен пик упруго отражённых от водорода электронов корректным образом. В отличие от работы [5] данная методика универсальна, но требует наличия, наряду с электронной пушкой рентгеновского источника для одновременной реализации ХПЭ и РФЭС измерений на одном образце. Перспективно применение данной методики к исследованию гидридов металлов.

#### Список литературы:

[1] Vos M., Went M.R. // J. Electron Spectros. Relat. Phenomena. 2007. V. 155. No. 1–3. PP. 35-39.

[2] Афанасьев В.П., Капля П.С., Головина О.Ю., Грязев А.С. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. №1. С. 68-73.

[3] Afanas'ev V.P., Golovina O.Y., Gryazev A.S., Efremenko D.S., Kaplya P.S. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2015. V. 33. No. 3. P. 03D101.

[4] Trzhaskovskaya M.B., Nefedov V.I., Yarzhemsky V.G. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2001. V. 77. PP. 97-159.

[5] Yubero F., To K. // Applied Physics Letters. 2009. V. 95. P. 084101.

А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, И.Ю. ГРЕЦКАЯ, А.В. ГРУНИН, М.Ю. ДЬЯЧЕНКО, Н.А. ПУНТАКОВ, Я.А. САДОВСКИЙ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

#### ОСАЖДЕНИЕ ПОКРЫТИЯ КАРБИДА БОРА НА ВОЛЬФРАМ ИЗ АТОМАРНЫХ ПОТОКОВ БОРА И УГЛЕРОДА

1. Введение. В настоящее время одним из основных вопросов, касающихся материалов первой стенки термоядерных установок (ТЯР), является решение проблемы эрозии и пылеобразования контактирующих с плазмой материалов[1-3]. Для предотвращения распыления вольфрама и попадания распыленного материала в плазму токамака было предложено использовать защитное покрытие карбида бора [4]. В условиях ТЯР такое покрытие можно получать путем его осаждения из паров карборана. При этом покрытие будет формироваться из атомов бора и углерода, освобождающихся при разложении молекул карборана в плазме ТЯР. Для подробного изучения закономерностей осаждения такого покрытия в экспериментальной установке представляется более удобным осаждать покрытие путем распыления мишеней из бора и углерода и формирования покрытия так же, как в ТЯР, из атомов бора и углерода.

2. Напыление покрытия карбида бора на вольфрам. Для напыления и последующего тестирования покрытий использовалась установка СОПТМАТ (Стенд Осаждения Покрытий и Тестирования Материалов)[5]. Для выполнения работы установка была модифицирована. Схема модифицированной установки в режиме напыления и режиме тестирования представлена на рисунке 1.

В вакуумной камере установки (1) расположена плазменная камера (2) с накальными катодами (3) и кольцевым анодом (4), закрепленном на подвижном вводе (5). Установка оснащена двумя шлюзовыми камерами: верхней (6) и нижней (7), оснащенными проходными затворами (8) и уплотнениями (9). В режиме напыления подложка (10) вводится через верхнюю шлюзовую камеру на вводе (11). Распыляемая мишень, представляющая собой графитовую чашку (12), внешний антидинатронный электрод (13) и центральный антидинатронный электрод (14), замыкаются на скользящие контакты (15) при помощи подвижного ввода (16).

На поверхность графитовой чашки наносится предварительно подготовленная смесь порошков бора и углерода, размешанная в этиловом спирте. После испарения спирта образуется ровный твердый слой смеси порошков. Соотношение количеств порошков бора и углерода в смеси составляет 4/1, что обеспечивает стехиометрический состав напыляемого из смеси покрытия.



Рис. 1. Схема установки: (а) режим напыления; (b) режим тестирования. 1- вакуумная камера, 2-плазменная камера, 3-катод, 4-анод, 5-ввод движения, 6верхняя шлюзовая камера, 7-нижняя шлюзовая камера 8-шибер, 9-уплотнение, 10-подложка для напыления, 11-ввод подложки, 12-мишень, 13-внешний антидинатронный электрод, 14-внутренний антидинатронный электрод, 15электрический ввод, 16-ввод мишеней, 17-тестируемый образец 18-держатель образца 19-ввод тестируемого образца.

При подаче высокого напряжения на мишень формируется ионный пучок, выходящий из кольцевого анода. Типичные значения тока ионов и напряжения на мишени составляли 10-12 кВ и 30-40 мА. Отрицательный потенциал на антидинатронные электроды подавлял формирование пучка вторичных электронов, эмитируемых из мишени ионным пучком.

Покрытия карбида бора напылялись на вольфрамовые подложки размером 15x15x1 мм<sup>3</sup>. Подложки полировались абразивной полировальной бумагой и очистку в ультразвуковой ванне с этиловым спиртом.

Полученные образцы покрытия на вольфрамовых подложках проходили испытания при облучении ионным и электронным пучками. Для этого установка переконфигурировалась в режим испытаний материалов: тестируемый образец (17) закреплялся на охлаждаемом медном столике (18), который вводился в камеру на подвижной трубе (19) вместо мишенного узла. Медный столик установлен на проходном керамическом изоляторе, через который циркулирует диэлектрическая охлаждающая жидкость ПМС-5 (полиметилсилоксан).

**3.** Тестирование покрытия и оптимизация режима напыления. Полученные образцы проходили испытания в нескольких режимах при стационарном и импульсном облучении, как ионами, так и электронами. При проведении испытаний покрытия его поверхность анализировалась в сканирующем электронном микроскопе TESCANVEGA 3, а также в установке «Quanta 200 3D», где при помощи сфокусированного ионного пучка производилось поперечное сечение поверхности и последующий его анализ с целью выявления трещин и отслоений в покрытии и подложке. Основной характеристикой выносливости покрытия являлась его стойкость к растрескиванию и отшелушиванию при импульсном облучении с заданной максимальной температурой. Напыленным образцам проводилось испытание термоциклированием от комнатной температуры до 300, 600 и 900 °C. Нагрев осуществлялся со скоростью 5 °C/сек.

Образцы покрытий толщиной 2 мкм, напылённые при температуре около 200°С без формирования переходного слоя, отшелушивались уже после 10 циклов прогрева до температуры 300 °С.

Этот результат говорил о необходимости формирования переходного слоя для улучшения адгезии покрытия карбида бора к вольфраму. В условиях дивертора ИТЭР в качестве материала переходного слоя может выступать вольфрам. Поэтому, следующие эксперименты были посвящены разработке метода создания переходного слоя на основе вольфрама, способного обеспечить необходимый уровень адгезии защитного покрытия.

Первой мерой по улучшению адгезии покрытия было создание плавного перехода от материала подложки до материала покрытия. Для этого осаждению покрытия предшествовало напыление на подложку материала внешнего антидинатронного кольца – вольфрама. Далее плавно повышался потенциал на бороуглеродной мишени, а потенциал на антидинатронных электродах синхронно изменялся до величины, соответствующей рабочему режиму напыления карбида бора. Покрытия толщиной 2 мкм, напыленные таким способом, выдерживали до 100 циклов прогрева до 600 °C, однако при циклировании до 900°C в том же режиме покрытие отшелушивалось. Наблюдения показывали, что трещины в покрытии в ряде случаев соответствуют трещинам в подложке. Края покрытия в трещине часто имели характерный изгиб в направлении «от подложки», что говорит о сжимающих напряжениях в покрытии. В случае отшелушивания покрытия, анализируя состав обратной стороны отлетевшей чешуйки, был
сделан вывод о слое, по которому произошел отрыв покрытия. Наличие вольфрама с обратной стороны чешуек говорило о слабой связи напыленного вольфрама переходного слоя и материала подложки.

Поэтому, следующим этапом по улучшению адгезии покрытия стало предварительное распыление подложки с одновременным напылением на нее вольфрама. Далее создавался переходный слой, как описано выше. Покрытия толщиной 2 мкм, напыленные таким способом, выдерживали до 450 циклов нагрева до 900 °C (плавный нагрев от 20 °C до 900 °C в течение 180 сек), При температуре 700 °C, ожидающейся в диверторе ИТЭР, данные покрытия выдержали 120 импульсов по 100 сек облучения ионами водорода  $H_2^+$  с энергией 6 кэВ и плотностью мощности 0,5 MBt/m<sup>2</sup>, после чего значительная часть покрытия была уже распылена, однако трещин и отшелушивании не наблюдалось.

**4.** Заключение. Создана установка для осаждения покрытия карбида бора на вольфраме в условиях, имитирующих условия термоядерных установок, и проведения испытаний материалов при высоких корпускулярных и тепловых нагрузках.

Разработан режим формирования переходного слоя, пригодный для реализации в условиях вольфрамового дивертора ИТЭР.

Напылённое покрытие выдержало без разрушения 450 циклов прогрева от 20 до 900 °C.

#### Список литературы:

[1] Krieger K., Geier A., Gong X., Maier H., Neu R., Rohde V. — J. Nucl. Mater., 2003, vol. 313—316, p. 327—332.

[2] Buzi L., de Temmerman G., et al. J. Nucl. Mater., 2014, vol. 455, p. 316-319.

[3] Krasheninnikov S.I., Smirnov R.D., Rudakov D.L.— Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, vol. 53, № 8, p. 083001

[4] L. Begrambekov, O. Buzhinskiy, VANT (Problems of atomic science and technology) Series: nuclear fusion 4 (2006) 14

[5] E.A. Azizov, A.A. Ayrapetov, L.B. Begrambekov, et al.; VANT Series: nuclear fusion,2014,vol. 37, № 4, pp 30-38

Е.Д. МАРЕНКОВ<sup>1</sup>, С.И. КРАШЕНИННИКОВ<sup>1,2</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup>Калифорнийский университет Сан-Диего, США

## ВЛИЯНИЕ МНОГОМЕСТНОГО ЗАХВАТА НА ТРАНСПОРТ ВО-ДОРОДА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

В последнее время вопросы переноса и накопления изотопов водорода в материалах первой стенки термоядерных установок привлекают повышенное внимание [1].

Основными процессами, определяющими перенос водорода в твердом теле, при отсутствии химических связей, являются: адсорбция молекул водорода (H<sub>2</sub>) на поверхности или внедрение его атомов (H) в подповерхностный слой; поверхностные процессы, определяющие диссоциацию/рекомбинацию молекул; диффузия растворенного водорода в решетке; захват и освобождение H в дефекты решетки, например, в вакансии.

Подробное численное моделирование захвата водорода в вакансиях стало возможным благодаря развитию метода DFT (density functional theory – формализм функционала плотности). Большое количество работ, выполненных в рамках этого метода, подтверждают, что одна вакансия может захватывать несколько атомов Н. Были также определены энергии связи и геометрия расположения захваченных атомов в вакансии. Обзор недавних результатов DFT-моделирования может быть найден в [2]. Все эти вычисления показывают, что чем больше атомов захвачено в вакансии, тем меньше их энергия связи с ней.

Так как для дальнейшего изложения конкретный тип дефекта решетки, захватывающего водород, не имеет значения, мы будем называть такие дефекты «ловушками». Ловушку, которая может захватить несколько атомов водорода, назовем «многоместной», а соответствующий процесс -«многоместным захватом». Ловушки, которые могут захватить только один атом, будут называться «обычными» или «одноместными».

Во многих работах механизм многоместного захвата предлагается в качестве объяснения эффекта изотопного обмена, состоящего в замещении одного из изотопов водорода, захваченного в вакансии, например трития, другим, например дейтерием. Эффект изотопного обмена может иметь значительное практическое приложение для удаления радиоактивного трития из первой стенки термоядерного реактора.

В [3] предложена модель, описывающая изотопный обмен с помощью уравнений диффузии с реакциями. Однако какого-либо исследования влияния многоместного захвата на транспорт одного изотопа водорода в

литературе найдено не было. В настоящей работе мы рассматриваем влияние многоместного захвата на результаты термодесорбционной спектроскопии из образца, содержащего многоместные ловушки.

Так как изотопные эффекты в этой работе не рассматриваются, мы будем для краткости называть «водородом» любой из его изотопов. Транспорт растворенного водорода определяется уравнением диффузии с источником:

$$\partial C_s / \partial t = D\Delta C_s + S_t \mathbf{r}, t + S_{imp} \mathbf{r}, t$$

Здесь  $C_s$  - концентрация растворенного водорода,  $S_{imp}$ - источник, связанный с внедрением ионов,  $S_t$  определяет изменение  $C_s$ , вызванное процессами захвата/высвобождения из ловушек. Все концентрации определены как соответствующие плотности (частиц/см<sup>3</sup>), отнесенные к плотности материала,  $\rho$  (атомов/см<sup>3</sup>).

Рассмотрим теперь многоместные ловушки, способные захватить до п атомов водорода каждая. Полная концентрация этих ловушек равна  $\overline{C}$ . Концентрация ловушек, содержащих *j* атомов водорода,  $C_j$ , увеличивается из-за выхода атома из ловушки, содержавшей *j*+1 атомов, и уменьшается из-за захвата в ловушку, содержащую  $C_{j-1}$  атомов. Кроме того, изменение  $C_j$  вызвано захватом или выходом водорода из ловушек, содержащих *j* атомов. Поэтому, в наиболее общем виде уравнения, дающие изменение  $C_i$ , могут быть записаны так:

$$\partial C_{j} / \partial t = \alpha_{j+1} C_{j+1} - C_{j} \quad \alpha_{j} + \beta_{j} C_{s} + \beta_{j-1} C_{s} C_{j-1},$$
  
$$\partial C_{n} / \partial t = -\alpha_{n} C_{n} + \beta_{n-1} C_{s} C_{n-1}$$

Параметры α, β представляют собой частоты освобождения и захвата, соответственно. Здесь С<sub>0</sub> - концентрация свободных ловушек,

$$C_{0} = \overline{C} - \sum_{i} C_{j} \, .$$

Так как полное количество атомов Н (захваченных и растворенных) в любом малом объеме меняется только из-за диффузии растворенного водорода через его границы, имеем:

$$S_{t} = -\sum j \partial C_{j} / \partial t$$

Конкретный вид коэффициентов а, β определяется деталями захвата/освобождения водорода. Например, если мы считаем, что вероятность захватить атом не зависит от количества занятых мест в ловушке, но равна 0, если все места заняты, то частоты захвата одинаковы для всех *j*:  $\beta = v \exp -E_{inp} / T$ . Пусть  $E_j^k$ - энергия, необходимая для освобождения атома *k* из ловушки, содержащей *j* атомов. Тогда  $\alpha_j = v \sum_{k=1}^{j} \exp -E_j^k / T$ . Если все *k* атомов имеют одинаковую энергию выхода  $E_j$ ,  $\alpha$  сводится к  $\tilde{\alpha}_j = v j \exp -E_j / T$ .

Так как нас интересует роль многоместного захвата, поверхностными эффектами пренебрегаем, полагая в качестве граничных условий  $C_s=0$ .

Вычисления показывают, что ТДС из образца с многоместными ловушками не имеет каких-либо характерных особенностей, позволяющих отличить его от образца с одноместными ловушками. Однако, анализ серии ТДС из образцов, облучавшихся в разных экспериментальных условиях, может прояснить физику захвата. Например, можно предложить выполнять облучение образцов, содержащих дефекты, с увеличивающейся дозой водорода, что соответствует различной начальной степени заполненности ловушек. Если эффекты перезахвата не существенны, при очень маленьких дозах только одиночные атомы могут быть захвачены, и ТДС будет иметь только один низкотемпературный пик. При больших дозах начинает играть роль многоместный захват, что приведет к постепенному появлению новых пиков на ТДС при более высоких температурах. Такое поведение качественно отличается от обычных одноместных ловушек. Последние заполнялись бы равномерно, в независимости от дозы, и все пики присутствовали бы на ТДС (рис. 1).

Эта картина, однако, осложняется при наличии перезахвата (рис. 2). Водород, захваченный в низкоэнергетичные одноместные ловушки, может перераспределиться по более «глубоким» свободным ловушкам в процессе ТДС. В результате, даже для одноместного захвата количество наблюдаемых ТДС пиков может меняться с дозой. Так как перезахват зависит от полной плотности ловушек, можно ожидать, что его влияние начинает сказываться только при достаточно больших плотностях. В качестве грубой оценки этой критической плотности можно сравнить характерное время диффузии,  $\tau_{diff} \sim x_0^2 / D$ , где  $x_0$  - глубина внедрения водорода, и время захвата  $\tau_{trp} \sim 1/R\overline{C}$ . Перезахват существенен, если  $\tau_{trp} << \tau_{diff}$ , или  $\overline{C} >> \lambda^2 / x_0^2$ , где  $\lambda = \rho^{-1/3}$  - период решетки. Например, в вольфраме при глубине внедрения порядка 50 нм, имеем  $\overline{C} >> 10^{-5}$ .



Рис. 1. Влияние дозы на ТДС для низкой концентрации ловушек, 10-6



Рис. 2. Влияние дозы на ТДС для для высокой концентрации, 10-4

Таким образом, учет многоместного захвата не приводит к каким-либо качественным особенностям ТДС, которые бы позволили отличить его от спектра, полученного с одноместными ловушками. В тоже время, анализ серии ТДС образцов, предварительно облученных различными дозами водорода, может прояснить, имеет ли место многоместный захват. Однако, проводя подобные эксперименты, необходимо учитывать, что перезхват водорода, проявляющийся при достаточно больших плотностях ловушек, может привести к искажению картины. Изменение ТДС с увеличением дозы облучения для случая многоместного и одноместного захвата проанализировано аналитически и проиллюстрировано численными расчётами.

#### Список литературы:

[1] Loarer T. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 390-391. P. 20-28.

[2] Lu G.-H., Zhou H.-B., Becquart C.S. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 086001.

[3] Schmid K., Toussaint U., Schwarz-Selinger T. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 134901.

### А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

## ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИТИЙ-ДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЛЕНОК С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ

При разработке термоядерных установок одним из ключевых является вопрос выбора материалов конструкционных элементов, обращенных к плазме. Литий рассматривается в качестве одного из возможных материалов, контактирующих с плазмой токамака.

В нашей предыдущей работе исследовалось накопление дейтерия в литиевых пленках, осажденных в ходе магнетронного разряда в дейтерии с литиевым катодом [1]. Было показано, что в таких пленках может удерживаться десятки атомных процентов дейтерия. ТДС-спектр литиеводейтеривых пленок содержал два ярко выраженных пика выделения D<sub>2</sub> (4<sup>ая</sup> масса) и HD (3<sup>я</sup> масса) с максимумами при 710 К и 850 К. Также было отмечено, что при контакте с атмосферой в течение трех дней большая часть дейтерия (или даже весь) покидал образец без дополнительного нагрева.

Данная работа была посвящена более детальному изучению соосаждения дейтерия и лития, а также изучению взаимодействия полученных пленок с отдельными атмосферными газами (азот, пары воды) с целью выявления механизмов низкотемпературной десорбции дейтерия.

Эксперименты проводились на установке MP-2, состоящей из двух камер. В камере осаждения зажигался магнетронный разряд и проводилось осаждение литиевой пленки на образец. Во второй камере проводилась термодесорбция полученной пленки. Перенос образца между камерами осуществляется с помощью ввода движения без контакта с атмосферой. При этом держатель образца, который перемещается в камеру ТДС вместе с образцом, в ходе осаждения защищен системой экранов для исключения фонового газовыделения.

В первом качественном эксперименте образец с осажденной пленкой, выдерживался при повышенном давлении (порядка  $10^{-3}$  мБар) паров воды в камере осаждения. Напуск паров воды производился при помощи термохимического источника, основанного на гидроксиде кальция, аналогично используемому в [2]. Источник основан на разложении Ca(OH)<sub>2</sub> на CaO и H<sub>2</sub>O. В источнике используется химически чистый гидрат окиси кальция (Ca(OH)<sub>2</sub>), насыщенный при 25°C из стандарт-титра для pHметрии типа 6 (pH=12.45). Состав газа измерялся в ходе экспериментов с помощью квадрупольного масс-спектрометра как в камере ТДС анализа, так и в камере осаждения. Активный выход дейтерия при напуске паров воды наблюдался уже в камере напыления при напуске паров воды (рис.1). Интенсивное газовыделение обусловлено тем, что взаимодействие в такой конфигурации происходит не только с пленкой на образце, но и с пленками лития на стенках камеры. Выход дейтерия происходил, как в виде молекул водорода (HD, D<sub>2</sub>), так и в составе молекул тяжёлой воды (HDO, D<sub>2</sub>O).





Можно видеть, что особенно на начальной стадии происходит активная откачка воды и интенсивное газовыделение водорода и дейтерия, что говорит об активной реакции на поверхности. По истечении 30 минут газовыделение дейтерия практически прекратилось, что говорит об очень интенсивном газовыделении.

После выдержки в парах воды образец был перемещен в камеру ТДС. На рис. 2 приведен сравнительный график ТДС-спектров 4<sup>ой</sup> массы в экспериментах сразу после осаждения с выносом на атмосферу на 3 дня и с выдержкой в парах воды в течение 30 минут. Можно видеть, что даже кратковременное взаимодействие с парами воды удаляет практически весь дейтерий, уходят все характерные пики, однако часть дейтерия, по всей видимости, остается.



Рис. 2. Сравнительный график ТДС-спектров 4<sup>ой</sup> массы для экспериментов с выдержкой образцов в парах воды (30 мин), на атмосфере (3 дня) и без выдержки

Аналогичный эксперимент с азотом также показал небольшой рост газовыделения дейтерия, при этом значительная часть выходила в составе тяжелой воды, что могло быть связано с остаточным давление паров воды.

С целью улучшения вакуумных условий и повторяемости экспериментов была проведена модификация установки для осуществления выдержки литиевых пленок в атмосферных газах непосредственно в камере ТДС. Также был переделан катодный узел в камере напыления. В первых экспериментах и в серии описанной выше кусочки лития закреплялись на поверхности молибденового катода. В новой конфигурации на катод представлял собой капиллярно пористую систему, что позволило проводить многократное напыление. Кроме того, уже после первого осаждения стенки камеры покрывались литием, что приводило к заметному улучшению остаточного вакуума в камере.

Спектры для литиевых пленок, осажденных в новой серии экспериментов в целом были похожи на предыдущие. Основное газовыделение происходило при температуре порядка 700-750 К. Однако второй пик (при 850 К), который в предыдущей серии был заметен во многих экспериментах, не наблюдался ни в одном эксперименте, что может быть связано с более высокой чистотой литиевых пленок или другими факторами (рис. 3).

Для полученных пленок также был проведен эксперимент с выдержкой в азоте, но при давлении 10<sup>-5</sup> мбар. При этом температура подложки ступенчато увеличивалась, т.к. при комнатной температуры заметного выхода не происходило. С увеличением температуры поток дейтерия постепенно увеличивался, соответствующие данные добавлены точками на спектр термодесорбции дейтерия без выдержки в газах. Из сравнения можно сделать вывод, что основную роль в выходе дейтерия из пленки играла температура, а не взаимодействие с азотом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект № 14-02-31033).



Рис. 3. Сравнение ТДС спектра дейтерия из литиевой пленки и потоков дейтерия из пленки в ходе ступенчатого нагрева в среде азота

#### Список литературы:

[1] Krat S. A., Gasparyan Yu. M., Popkov A. S., Pisarev A. A. // Vacuum. 2014. V. 105. PP. 111-114.

[2] Kurnaev V., et al. // Fusion Engineering and Design. 2013. V. 88. P.1414.

# С.А. БАРЕНГОЛЬЦ<sup>1</sup>, Г.А. МЕСЯЦ<sup>2</sup>, И.В. УЙМАНОВ<sup>3</sup>, <u>М.М. ЦВЕНТУХ<sup>2</sup></u>, Д.Л. ШМЕЛЕВ<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва <sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва <sup>3</sup> Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

# РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВЗРЫВОЭМИССИОНных импульсов при взаимодействии плазмы с поверхностью

В настоящее время установлено, что ключевым свойством вакуумного разряда (как и его отдельных стадий - пробоя, искры и дуги) является импульсный характер электронной эмиссии из ячеек катодного пятна - в виде взрывоэмиссионных всплесков - эктонов [1]. Взрывная эмиссия в ячейках катодного пятна приводит к формированию наносекундных импульсов тока, протекающего через плотную неидеальную плазму, расширяющуюся из микронной области электрического под высоким давлением.

Накопленный обширный материал, следующий как из экспериментальных работ, так и из детальных расчетов и теории, позволяет определить общую картину процессов генерации плазмы и протекания тока, происходящих в таких взрывоэмиссионных ячейках.

Вместе с тем, остается открытым вопрос об их самосогласованном количественном описании. Так, например, неизвестна временная динамика плотности плазмы, согласованная с электромагнитным полем; открытым остается вопрос о согласованном описании импульса тока и роли микрорельефа, в том числе жидкометаллических струй.

Одну из проблем - описание ускорения потока плазмы из взрывоэмиссионной ячейки, отметил Dr Andre Anders в докладе на получении премии Dyke Award 2014 [2]. Скорость движения такой плазмы (и т.н. "аномальных" ионов), образующейся при взрыве [3], примерно составляет 10 км/с для всех элементов вне зависимости от условий эксперимента (см. [4]).

Самостоятельные электрические разряды в вакууме имеют важное значение и для термоядерных исследований, так как они образуются на первой стенке систем магнитного удержания под воздействием потоков плазмы из центральных областей - в виде ЭЛМов (Edge localized modes) [5-6].

При этом в настоящее время предлагается ряд перспективных поверхностей для первой стенки, представляющих собой восстанавливающиеся защитные слои микронной толщины, основным свойством которых является поглощение внешней энергии, в т.ч. от падающего ЭЛМа. К ним относятся как жидкометаллические пленки (Li) на капиллярно-пористой основе [7-8], так и слои нановолокон вольфрама - т.н. W-fuzz [9-11].

Особенностью этих слоев является легкость инициирования и поддержания дуговых разрядов (униполярные вакуумные дуги) [12-13]. Аналогия - пленочные катоды и катодные пятна первого типа.

Особенно отметим, что след от катодного пятна дуги, даже в случае горения на слоях вольфрамовых нановолокон, по структуре полностью идентичен следу обычных вакуумных дуг (на пленках), и представляет собой ветвящуюся траекторию микронной ширины.

Нами был предложен двухступенчатый механизм инициирования взрывоэмиссионного всплеска под воздействием потока плазмы и энергии [14]. Показано, что определяющим условием для инициирования импульса взрывной электронной эмиссии при воздействии плазмы на «чистую» поверхность является превышение порогового уровня энергии – порядка 100 MBT/см<sup>2</sup>.

Также было показано, что при инициировании взрывоэмиссионной ячейки на легко-эродирующем слое вольфрамовых нановолокон требуемый поток энергии может быть на порядки величины ниже, чем для чистой поверхности [15-16].

Следующим шагом после успешных экспериментов на большом адронном коллайдере является электрон-позитронный коллайдер, позволяющий получать более точные данные. Один из проектов - компактный линейный коллайдер CLIC, представляющий собой ускоряющую СВЧ структуру длиной ~ 2 км. Электромагнитное поле частотой в десятки ГГц с длительностью импульса - доли мкс создает напряженности поля на уровне 1 МВ/см. Ограничением темпа ускорения являются вакуумный пробой [17]. Согласно работе [18] критический поток СВЧ энергии находится на уровне сотен MBT/см<sup>2</sup>. При этом в нашей работе [14] было установлено, что поток энергии более сотни MBт/см<sup>2</sup> достаточен для взрывного перегрева микронеоднородности протекающим эмиссионным током. При этом был предложен двухступенчатый режим инициирования взрыва, когда вначале формируется первичная плотная эрозионная плазма, позволяющая пропускать эмиссионный ток высокой плотности. Ранее в основном исследовался взрыв автоэмиссионным током, что при учете малого периода осцилляции поля (~ 0.1 нс и менее), означало требование больших токов (более ГА см<sup>-2</sup>) и высоких электрических полей (100 MB/см) больших геометрических усилений на микроостриях. Предложенный двухступенчатый (эрозионный) механизм снимает эти ограничения.

Проведенное детальное численное моделирование кинетики плотной взрывоэмиссионной плазмы катодного пятна вакуумной дуги, разработанным 1D 3V PIC DSMC кодом [19]. Была подтверждена необходимость превышения порогового потока энергии для инициирования взрывоэмиссионного всплеска.

Установлена связь гидродинамических, термодинамических и электрических свойств взрывоэмиссионных ячеек катодного пятна. Показано, что критическое давление позволяет оценить плотность электрического тока, исходя из силы отдачи от взрыва, на уровне 100 MA/см<sup>2</sup> [20]. Разработана двумерная численная модель расчета гидродинамики вытеснения расплавленного металла из взрывоэмиссионного кратера под действием давления плазмы и потока энергии [21]. Показано, что разбиение жидкометаллического края кратера на струи происходит из-за неустойчивости Рэлея-Плато [22]

Работа поддержана РФФИ, грант 15-38-20617.

[1] G. A. Mesyats, IEEE Marie Skłodowska-Curie Award 2012 Lecture 'Ecton Mechanism of the Cathode Spot Phenomena in a Vacuum Arc', 39th ICOPS Edinburgh, UK, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 41 676-694 (2013)

[2] A.Anders 2014, Dyke Award 2014 Lecture "Ion energies in vacuum arcs: A critical review of data and theories leading to traveling potential humps" 26th ISDEIV 2014

[3] Месяц Г. А., Баренгольц С. А. 2002 *УФН* 172 (10) 1113-1130 Zhirkov, A. O. Eriksson, A. Petruhins, M. Dahlqvist, A. S. Ingason, and J. Rosen, 2014 *J. Appl. Phys.* 115 123301

[4] A.Herrmann et al 2009 J. Nucl. Mater. 390-391 747-750

[5] V. Rohde et al 2011 J. Nucl. Mater. 415 (1) S46–S50

[6] S V Mirnov et al 2006 Plasma Phys. Control. Fusion 48 821

[7] Y. Hirooka, G. Mazzitelli, S. V. Mirnov, M. Ono, M. Shimada and F. L. Tabares, 2010 *Nucl. Fusion* 50 077001

[8] S. Kajita et al 2007 Nucl. Fusion 47 1358

[9] R. P. Doerner, M. J. Baldwin and P. C. Stangeby 2011 Nucl. Fusion 51 043001

[10] G.M. Wright et al 2012 Nucl. Fusion 52 042003

[11] Shin Kajita, Shuichi Takamura and Noriyasu Ohno 2009 Nucl. Fusion 49 032002

[12] Shin Kajita et al 2012 Plasma Phys. Control. Fusion 54 035009

[13] Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цвентух М.М., 2008 ЖЭТФ 134 1213-1224

[14] S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh 2010 Nucl. Fusion 50 125004

[15] S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh 2011 *IEEE Trans. Plas. Sci.* 39 1900-1904 [16] International Workshop on Mechanisms of Vacuum Arcs (MeVArc) https://indico.cern.ch/event/246618/

[17] A. Grudiev, S. Calatroni, and W. Wuensch 2009 Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 102001

[18] D.L. Shmelev, S.A. Barengolts 2013 IEEE Trans. Plasma Sci. 41 1959-1963

[19] G.A. Mesyats, M.M. Tsventoukh 2015 IEEE TPS43 3320

[20] G. A. Mesyats and I. V. Uimanov 2015 IEEE Trans. Plas. Sci.43 2241

[21] G. A. Mesyats and N. M. Zubarev 2015 J. Appl. Phys. 117 043302

В.С. ЕФИМОВ, А.Г. ПОСКАКАЛОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, К. БЫСТРОВ<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>1</sup>FOM Institute DIFFER – Dutch Institute for Fundamental Energy Research, Partner in the Trilateral Euregio Cluster, the Netherlands, www.differ.nl

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В ВОЛЬФРАМОВОМ «ПУХЕ» МЕТОДОМ ТЕРМОДЕСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В ряде экспериментов на линейных плазменных симуляторах [1,2] было показано, что при облучении большими потоками гелиевой плазмы поверхности вольфрама при температуре 1000–2000 К, наблюдается рост специфического наноструктурированного слоя, состоящего из тонких вольфрамовых нитей толщиной несколько десятков нанометров и длиной до нескольких микрометров. Внутри отдельных нитей наблюдаются гелиевые пузыри. В литературе эта структура называется вольфрамовым «пухом» (fuzz). Аналогичные структуры были получены и на других материалах. Образования подобной структуры может явиться источником повышенной эрозии в термоядерных установках.

На данный момент существует несколько моделей, описывающих рост данной структуры [3-6]. Одним из критических параметров в этих моделях является высокая концентрация гелия в поверхностном слое, которая инициирует рост пуха. Несмотря на интенсивное изучение этого явления, на данный момент существует очень немного работ, в которых приводятся данные о концентрации гелия в этих структурах. Согласно оценкам [7-8], концентрация гелия в поверхностном слое, измеренная с помощью ERD-метода (Elastic Recoil Detection), составляет He/W = 1.5-7 ат.%, что меньше, чем ожидается из теории.

В данной работе концентрация гелия в вольфрамовом пухе определялась методом термодесорбционной спектроскопии. Образец был отрезан от вольфрамовой фольги Plansee толщиной 25 мкм. Облучение гелиевой плазмой проводилось на установке Pilot-PSI (DIFFER, Нидерланды) [10] при температуре 1200 °С. Поток ионов гелия составлял 2.9×10<sup>23</sup> He/m<sup>2</sup>сек, время облучения 3600 секунд. Итоговая доза составила около 10<sup>27</sup> He/m<sup>2</sup>. Облученная область представляет собой сильно развитую поверхность и внешне похожа на черное пятно размером 8 мм<sup>2</sup>.

На рисунке 1 показаны SEM фотографии средней области пятна. На них ясно можно видеть образовавшийся «вольфрамовый пух», состоящий из волокон толщиной 10-50 нм и длиной около 1.7 – 1.9 мкм. Большой

образец был разломан на несколько маленьких кусочков, поэтому на картинках можно видеть острые края и сечение фольги. Также можно видеть большое количество разного размера пузырьков в слое материала под «пухом» и внутри волокон. Эти картинки похожи на наноструктуры, наблюдаемые ранее в статьях [1-3,8-9]. Стоит отметить, что структура «пуха» на периферии облученной области немного отличается – волокна там ниже и толще.



Рис. 1. SEM фотографии наноструктуры «вольфрамовый пух» с разным увеличением после выдержки в гелиевой плазме при температуре 1473 К на установке Pilot-PSI.

Для термодесорбционной спектроскопии (ТДС) было подготовлено два образца (в виде сектора круга) площадью 6.5 мм<sup>2</sup> (образец 1) и 12 мм<sup>2</sup> (образец 2). Первый образец был подвергнут ТДС без каких-либо дополнительных воздействий после выдержки в плазме кроме взвешивания. Для взвешивания использовались высокоточные весы, с точностью 1 мкг. Второй образец был взвешен, и затем облученная область была механически очищена от пуха при помощи пинцета. После ТДС первый образец был вновь взвешен. Для минимизации ошибки при взвешивании, процедура взвешивания каждого образца выполнялась по 5 раз. Итоговая разница в массе составила  $\Delta m = (25 \pm 4)$  мкг или при пересчете на количество атомов:  $N_w = (68\pm11)\times10^{20}$  W/м<sup>2</sup> в счищенном слое. Эта оценка является верхним пределом для количества атомов, поскольку мы не принимаем во внимание наличие примесей в удаленном слое вольфрама и эта погрешность должна быть меньше чем погрешность, связанная с процедурой взвешивания.

Анализ содержания гелия был проведен на ТДС стенде. Остаточное давление в камере измерений составляет меньше 2×10<sup>-9</sup> мбар. Десорбирующийся газ регистрировался с помощью квадрупольного масс-

спектрометра Pfeiffer Vacuum QME 200. Температура образца контролировалась с помощью W-Re термопары, непосредственно приваренной к образцу. Калибровка масс-спектрометра по гелию проводилась с помощью сложной процедуры, используя два прецизионных натекателя и баратрон. Эта процедура и другие детали установки описаны в [11].

Сравнение ТДС-спектров для образца с «пухом» и счищенного образца показаны на рисунке 2. В обоих случаях скорость нагрева составляла 2 К/сек, а максимальная температура нагрева была ограничена 2150 К. Из рисунка можно увидеть что, несмотря на высокую температуру облучения (1473 К), десорбция гелия начинается уже при 400 К и продолжается до наибольшей температуры нагрева.



Рис. 2. ТДС-спектры гелия для двух образцов вольфрама (образец с пухом – кружки, образец после удаления пуха - квадраты), облученных гелиевой плазмой дозой  $10^{27}$  He/m<sup>2</sup> и образца вольфрама, облученного 3 кэВ пучком ионов He<sup>+</sup> (глад-кая кривая) дозой  $10^{21}$  He/m<sup>2</sup>

ТДС-спектры являются очень сложными и имеют много разных пиков. Можно выделить несколько областей десорбции: от 400 до 770 К, от 800 до 1400 К, от 1400 до 1900 К и от 1900 до 2100 К. Для сравнения, мы добавили ТДС-спектр для рекристаллизованного вольфрама, облученного пучком ионов He<sup>+</sup> с энергией 3 кэВ при комнатной температуре до дозы  $10^{21}$  He/m<sup>2</sup>. В этом случае на спектре имеется только один пик с температурой 2050 К. Положение этого пика хорошо коррелирует с [7], где этот пик связан с выходом гелия из маленьких пузырей, содержащих до 200 атомов гелия. ТДС-спектры для облученных плазмой образцов также имеют эту область десорбции, амплитуда этого пика не уменьшается, даже слегка увеличивается после счистки «пуха». Поэтому, можно сказать, что гелий, который десорбируется выше 2100 К – не является гелием из «вольфрамового пуха».

Основная часть гелия десорбируется до 1900 К с максимальным вкладом второй области десорбции (800-1400 К). Наибольшее уменьшение десорбции гелия после счистки наблюдается также в этой области. Здесь можно сделать вывод, что десорбция атомов гелия из вольфрамовых волокон происходит главным образом ниже 1900 К. В других областях ТДС-спектра для образца с «пухом» (образец 1) мы можем видеть некую рябь, которая может быть связана с разрушением пузырьков, находящихся в волокнах. В случае счищенного образца этой ряби значительно меньше (образец 2).

ТДС-спектры для образцов, выдержанных в плазме находятся в хорошем согласии с [12], где с помощью ТДС были проанализированы схожие W образцы, но они были нагреты лишь до 1673 К. ТЕМ анализ в [14] показывает сильное изменение структуры «пуха» в диапазоне температур 1000-1200 К, где наблюдается максимум десорбции Не.

Итоговое накопление гелия для счищенного образца составило на 60 % меньше, чем в образце без «пуха» (образец 1 -  $1.43 \times 10^{21}$  He/м<sup>2</sup>, образец 2 -  $5.6 \times 10^{20}$  He/м<sup>2</sup>). Наконец, разница в накоплении гелия для двух образцов составляет  $8.7 \times 10^{20}$  He/м<sup>2</sup>. Если мы сравним это количество с массой счищенного вольфрама, мы получим концентрацию гелия около He/W =( $13\pm 2$ ) ат.%.

#### Список литературы:

[1] M.J. Baldwin and R.P. Doerner, Nucl. Fusion 48 (2008) 035001.

[2] S.Kajita et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 095005.

[3] S. Kajita, N. Yoshida, R. Yoshihara et al., J.Nucl.Mater, 418 (2011) 152.

[4] S. Krasheninnikov, Phys. Scr. T145 (2011) 014040.

[5] Yu.V. Martynenko and M.Yu. Nagel'. Plasma Physics Reports, 2012, Vol. 38, No. 12, pp. 996–999.

[6] R.D. Smirnov and S.I. Krasheninnikov, Nucl. Fusion 53 (2013) 082002.

[7] E.V. Kornelsen, A.A. Van Gorkum. J. Nucl. Mater., 92 (1980) 79-88.

[8] G.M. Wright, D. Brunner, et al. J. Nucl. Mater., 438 (2013) S84–S89.

[9] K.B. Woller, D.G. Whyte, G.M. Wright., J. Nucl. Mater., 463 (2015) 289.

[10] Westerhout J. et al. 2007 Phys Scr. T128 18.

[11] A.A. Rusinov, Yu.M. Gasparyan, S.F. Perelygin, et al., Instrum. Exp. Tech., 52 (2009) 871-876.

[12] M. Yajima, N. Yoshida, S. Kajita et al., J. Nucl. Mater., 449 (2014) 9-14.

Д.Д. БЕРНТ<sup>1</sup>, В.О. ПОНОМАРЕНКО<sup>1</sup>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>2</sup> <sup>1</sup>ООО «Пилкингтон Гласс», дер. Жуково Раменского р-на МО, Россия <sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

## ИЗУЧЕНИЕ СПОСОБОВ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ОЛЕОФОБНЫХ КАЧЕСТВ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ОСАЖДАЕМЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

В настоящее время большое распространение получают тонкопленочные электропроводящие оптические покрытия с т.н. низкоэмиссионными свойствами. Такие покрытия, состоящие, как правило, из нескольких слоев различных материалов (обычно от 3 до 40), осаждаются на поверхность архитектурного стекла и стекол для транспортных средств. Толщины индивидуальных слоев таких покрытий составляют от нескольких нанометров и до более 500 нм. Они служат фильтром по отношению к инфракрасному излучению при сохранении величины светопропускания в видимом диапазоне и обеспечивают снижение излучательных теплопотерь, а также защиту интерьеров от внешнего теплового солнечного излучения. Такие покрытия, однако, зачастую повреждаются за счет образования неудаляемых и трудноудаляемых масляных и жировых загрязнений на их поверхности в ходе последующей промышленной переработки.

Целью данной работы является экспериментальное выявление способов обеспечения олеофобных качеств поверхности тонкопленочных оптических покрытий, которые можно осуществлять в едином производственном цикле с нанесением этих покрытий методом физического осаждения из плазмы магнетронного разряда.

Поверхностная олеофобность – несмачиваемость поверхности вязкими жидкостями, жирам и маслам – способствует устойчивости к загрязнениям, повышению антикоррозионных качеств и необрастанию живыми организмами. Известно, что для проявления олеофобных качеств, поверхность должна обладать однородной развитой наноструктурой с резким изменением кривизны элементов, за счет чего достижимы большие значения контактных углов на границе твердое тело - вязкая жидкость, наряду с низким гистерезисом контактного угла [1].

В качестве внешних защитных слоев тонкопленочных электропроводящих оптических покрытий, обеспечивающих их хемомеханическую устойчивость при эксплуатации, в настоящее время широко используются барьерные по отношению к диффузии кислорода и подавляющие распространение трещин в проводящих слоях оксиды сплавов металлов из группы: Ti, Si, Zn, Sn, In, Zr, Al, Cr, Nb, Mo, Hf, Ta и W [2].

В рамках данной работы экспериментально исследовалась возможность обеспечения олеофобных качеств поверхности покрытий путем нанесения дополнительного нанослоя либо легированный оловом оксида цинка ZnSnO<sub>x</sub>, либо легированного алюминием оксида кремния SiAlO<sub>x</sub>. Эксперименты проводились на промышленной установке ионноплазменного осаждения тонкопленочных покрытий на стеклянные подложки сверхбольших площадей Von Ardenne GC330H. В качестве подложек выступали листы силикатного флоат-стекла толщиной 4мм формата 2250\*3640 мм. Осаждение тонкопленочных слоев в обеих сериях экспериментов осуществлялось в ходе реакционного процесса при распылении металлических мишеней магнетронной плазмой смешанной атмосферы рабочих газов, в качестве распылительной составляющей которой выступал аргон, а реакционной – кислород.

Было выявлено, что в обоих случаях проявление олеофобных качеств достигается при введении в осаждаемый слой атомов «стабилизирующей» газовой составляющей, в роли которых выступали атомы азота. Азотирование осаждаемого слоя осуществлялось путем добавления азота в качестве дополнительной реакционной компоненты смеси рабочих газов. Контроль подачи рабочих газов в зону горения разряда и парциальной концентрации компонентов газовой смеси осуществлялись по каналам постоянного массового расхода.

Степень олеофобности поверхности осажденного слоя оценивалась косвенным «капельным» методом. Для этого на поверхность наносилась капля жидкости установленной вязкости V в количестве  $(5\pm1)\cdot10^{-1}$  мл, и оценивался линейный размер растекания капли (1), который связан с величиной контактного угла и его гистерезиса по отношению к жидкости и служит прямой характеристикой выраженности олеофобных качеств поверхности. Результаты приведены на рис. 1.

Образцы затем исследовались методами РЭМ и РФС. Поверхность нанесенных покрытий имеет бугристый характер. При введении азота в состав осаждаемого тонкопленочного слоя происходит уменьшение наноразмерных глобулярных образований на поверхности (Рис. 2). Структура поверхности становится более ровной и однородно развитой. Кроме того в поверхности отсутствуют поры и зерна микроразмеров, типичные для покрытий без азота. В совокупности все это обеспечивает условия проявления олеофобных качеств, перечисленные выше.



Рис. 1. А - Пример «капельного» теста на олеофобность поверхности (материал тонкопленочных слоев образцов сверху вниз:  $ZnSnO_xN_y$  (Sn:Zn=1:1),  $SiAlO_xN_y$ ,  $ZnSnO_x$ ); В – графики зависимости размера растекания капли l от вязкости используемой жидкости V для исследовавшихся материалов осаждаемых слоев.

По результатам РФЭС образцов был обнаружен «отток» атомов кислорода от основной к легирующей металлической компоненте олеофобного слоя и заполнение свободных связей азотом, что выражалось в появлении в РФЭС отдельных пиков оксида и нитрида каждой из металлических компонент слоя.

По крайней мере два фактора способствуют образованию нанокристаллической структуры. Один из них - образование оксидов и нитридов двух металлов, что может приводить к появлению четырех кристаллических фазовых выделений. Второе – наличие большого количество центров зарождения таких фазовых выделений. При этом не совсем понятна роль азота. Возможно, она связана с тем, что фазовые выделения становятся более разнообразными, а количество центров их зарождения возрастает.

На основании проведенных серий экспериментов были выявлены оптимальные режимы осаждения олеофобных слоев, позволяющие добиться снижения сродства их поверхностей вязким жидкостям на 30-45%.

Была изготовлена опытная промышленная партия с включением стадии нанесения олеофобного слоя в технологическую цепочку. Затем на поверхность стекол изготовленных по стандартной технологии и опытной технологии преднамеренно наносилось масло. Масло затем высушивалось, после чего осуществлялось его удаление в моечной машине по стандартной процедуре обработки архитектурного стекла перед установкой в стеклопакетную сборку.



В случае сохранения жировых загрязнений на поверхности после мойки, цикл мойки повторялся с увеличением силы прижатия чистящих щеток к поверхности покрытия. Оптическая микроскопия участков поверхности образцов с внешним олеофобным слоем продемонстрировала эффективное удаление намеренно оставленных жировых загрязнений, в отличие от обычных образцов, поверхность которых не удалось очистить без разрушения покрытия (Рис.3).



Рис. 3. Сравнение поверхности промышленных образцов - подвергнутого олеофобной обработке (слева) и без неё (справа) после попытки удаления с поверхности жирового загрязнения.

#### Список литературы:

[1] A. Steele, I. Bayer, E. Loth, Inherently Superoleophobic Nanocomposite Coatings by Spray Atomization – NanoLetters, 2009, 9 (1), pp 501–505

[2] Патент РФ № 2498954, Хакери К.В., Мешвитц П.А., Данненберг Р.Д. – Защитные слои для оптических покрытий, 2003

#### Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОЙТЮК, А.М. ЗАХАРОВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

### РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЗОН-ДА ДЛЯ СБОРА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ

1. Введение. Образование пылевых частиц и кластеров отмечено практически во всех современных термоядерных установках. Накопление пыли в термоядерных установках следующего поколения может существенно повлиять на параметры плазмы и привести к аккумулированию неприемлемо больших количеств трития. Поэтому оказывается актуальным измерение скорости формирования и осаждения пыли, исследование параметров пылевых частиц и т.п. Для этой цели необходимо устройство, способное собрать пыль, образующуюся в термоядерной установке при её работе и вывести за пределы установки для последующего изучения.

В работе предложена конструкция устройства (электростатический зонд) для сбора электропроводящей пыли, изготовлена действующая модель и проведены её испытания. В процессе испытаний модель зонда использовалась для сбора металлической (вольфрамовой) пыли в различных условиях: в вакууме, на воздухе, в атмосфере осушенного азота. Эксперименты проводились в стационаре и при движении зонда относительно поверхности со слоем пыли. Показано, что при движении зонда относительно поверхности, покрытой слоем вольфрамовой пыли с размерами пылинок в диапазоне 1-10 микрон, он может обеспечить сбор приблизительно 95% пыли.

2. О возможности удаления металлической пыли с поверхности приложением электрического поля. В работе [1] было исследовано поведение частиц мелкозернистого вольфрамового порошка в электростатическом поле. Для исследований использовался порошок вольфрама (содержание  $W \ge 99,5$ %), имеющий размер отдельных частиц от 1 до 10 микрон. Размеры частиц использованного порошка вольфрама приблизительно соответствовали размерам пылевых частиц, образующихся в камерах современных термоядерных установок [2]. Вместе с тем, электронномикроскопическое изучение порошка обнаружило, что большинство частиц порошка группируются в конгломераты различных форм размером до примерно 50 микрон.

Эксперименты по изучению воздействия электрического поля на вольфрамовый порошок проводились в вакууме при комнатной темпера-

туре. Слой вольфрамового порошка располагался на горизонтальной пластине. Над пластиной и параллельно ей размещалась другая пластина, и между ними создавалось электрическое поле. При приложении электрического поля частицы порошка также оказывались под потенциалом нижней пластины и притягивались к верхней пластине. Было показано, что при величине напряженности электрического поля, равной 600 В/мм, между пластинами происходила эмиссия частиц порошка с нижнего электрода на верхний, независимо от направления электрического поля. Причём, этой величины напряжённости поля было достаточно для удаления с нижней пластины, как частиц порошка всех размеров, так и конгломератов порошка. Скорость эмиссии увеличивалась при увеличении напряженности поля. Было предложено использовать данное явление для очистки поверхностей, покрытых пылью.

3. Модель электростатического зонда для сбора металлической пыли в термоядерных установках. Была изготовлена модель зонда, основным элементом которого является резервуар из тонкой листовой нержавеющей стали, две стороны которого представляют собой горизонтальные прямоугольные пластины, расположенные одна над другой. Пластины с трёх сторон ограничены вертикальными стенками, а четвёртая стенка выполнена из жалюзи (сетки) и наклонена к поверхности. Ширина горизонтальных сторон зонда составляла 25 мм, а высота зонда равнялась 10 мм. Между зондом и поверхностью покрытой пылью создается разность потенциалов, достаточная для преодоления частицами пыли под действием электростатического поля силы тяжести и силы адгезии и для попадания в резервуар зонда через прорези в наклонной стенке. При движении зонда параллельно поверхности так, чтобы наклонная стенка с прорезями была впереди по направлению движения производится очистка поверхности от пылевых частиц.

**4.** Испытания зонда. Испытания зонда были проведены как в вакууме, при давлении около 1\*10<sup>-4</sup> Торр, так и при атмосферном давлении. В последнем случае испытания проводились на воздухе или в атмосфере осушенного азота.

Была проведена серия испытаний в вакууме с неподвижным расположением зонда. Порошок располагался в виде кучки диаметром до 10 мм и высотой около 1 мм на заземленной металлической поверхности под наклонной стенкой зонда. Зазор между дном зонда и поверхностью с порошком составлял 3 мм. При подаче на зонд потенциала, превышающего приблизительно 2000 В подавляющая часть порошка примерно за 6-8 минут исчезала с пластины, и порошок собирался в резервуаре зонда, Скорость сбора порошка и степень сбора его в зонд увеличивались при увеличении потенциала зонда. Знак потенциала на зонде никак не влиял на процесс переноса порошка из кучки в резервуар зонда. При максимальном использованном в испытаниях потенциале равном 5000 В для зонда с углом наклона стенки 30 градусов было получено максимальное значение сбора порошка с поверхности в резервуар зонда, составляющее примерно 86%. Около 3 % порошка оставались на месте кучки, еще около 5% порошка налипало на внешней поверхности зонда. Остальные 6% порошка разлетались в стороны в зазор между отражателем и поверхностью.

При испытании стационарного зонда в атмосфере осушенного азота результаты сбора порошка оказались близкими к результатам, полученным в вакууме. При работе зонда на воздухе было отмечено увеличение налипания порошка на внешней поверхности зонда, а также увеличение количества порошка, остававшегося на поверхности. Сбор порошка не превышал 60-65%

В условиях эксперимента взаимное движение зонда и порошка относительно друг друга было удобнее организовать перемещением пластины с порошком относительно неподвижного зонда. Зонд, на который подавался потенциал равный 5000 В, по-прежнему был закреплен неподвижно, а порошок располагался на заземленной пластине, которая двигалась навстречу зонду. Порошок наносился на пластину в виде дорожки длиной до 50 мм. Ширина дорожки порошка варьировалась, для исследования характера сбора порошка, расположенного на разном расстоянии от оси зонда. По результатам экспериментов была выполнена частичная конфигурация формы собирающей части зонда, что позволило устранить разницу между эффективностью сбора порошка центральной и периферийными частями зонда. Кроме того, было установлено, что при движении зонда относительно порошка значительно уменьшается количества порошка, остающееся на пластине в результате того, что все порошинки в свою очередь оказываются вблизи зонда в области максимальной напряжённости электрического поля. В результате, эти эксперименты показали, что при движении действующей модели относительно поверхности с порошком безвозвратные потери порошка могут быть снижены до  $\approx 5\%$  и, кроме того, были выявлены направления дальнейшего совершенствования конструкции модели зонда.

**5.** Заключение. Разработана и изготовлена модель электростатического зонда для сбора электропроводящей пыли в термоядерных установках.

Проведены испытания эффективности модели зонда при сборе металлической (вольфрамовой) пыли с плоской горизонтальной поверхности в различных условиях: в вакууме, на воздухе, в атмосфере осушенного азота. Эксперименты проводились в стационаре и при движении зонда относительно поверхности со слоем пыли.

Показано, что при движении зонда относительно поверхности, покрытой слоем вольфрамовой пыли с размерами пылинок в диапазоне 1-10 микрон, он может обеспечить сбор приблизительно 95% пыли.

#### Список литературы:

L. Begrambekov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 354(2015) 282-286.
S.I. Krasheninnikov et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 53(2011) 083001.

# А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, И.Ю. ГРЕЦКАЯ, А.В. ГРУНИН, М.Ю. ДЬЯЧЕНКО, Н.А. ПУНТАКОВ, Я.А. САДОВСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

# ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЕ И ОБЛУЧЕНИЕ ПОТОКОМ ИОНОВ ВОДОРОДА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЕВ, ОСАЖДЁННЫХ НА ВОЛЬФРАМЕ

1. Введение. Вольфрам предполагается в качестве контактирующего с плазмой материала дивертора ИТЭР. Поведение вольфрама при термоциклировании и при облучении плазмой в различных режимах исследовалось в целом ряде работ [1-3]. Атомы вольфрама, распылённые под действием плазменного облучения, будут формировать вольфрамовые слои при осаждении на менее интенсивно облучаемых диверторных тайлах [4,5]. Работа посвящена исследованию процессов в осаждённых слоях при термоциклировании и облучении потоком ионов водорода высокой плотности мощности.

**2. Методика эксперимента.** Осаждение слоев и облучение потоками ионов водорода проводилось на установке CODMATT (Coating Deposition and Material Testing) [6]. Слои вольфрама формировались на полированных вольфрамовых пластинах с размерами 15×7,5×1 мм<sup>3</sup> атомами, распылёнными ионами плазмы с поверхности вольфрамовой мишени. Скорость напыления составляла 2 мкм/час. Напылялись слои толщиной 2 мкм.

При исследовании поведения переосажденных вольфрамовых слоев в условиях ИТЭР необходимо учитывать, что в их составе может быть примесь бериллия и, возможно, нержавеющей стали, которые будут распыляться плазмой в других частях установки. В силу соображений безопасности в нашей лаборатории мы не можем работать с бериллием, поэтому в качестве примеси на поверхность в процессе напыления вольфрамового покрытия направлялись атомы нержавеющей стали (Fe,Cr,Ni).

Термоциклирование образцов проводилось в Многофункциональном Исследовательском Комплексе Масс-спектрометрического Анализа (МИКМА) [7]. Образцы нагревались излучением с плоской вольфрамовой спирали, расположенной с обратной стороны тестируемого образца и разогреваемой импульсом тока в вакууме не хуже 10<sup>-6</sup> Торр. Нагрев производился до температуры 1200 °C. Разброс температур по поверхности образца был не больше  $\pm$  10 °C. Образцы нагревались со скоростью 5 °C /с и остывали в течение 5 минут до 300 °C. Для испытания перенапыленных слоев было напылено несколько образцов покрытия с малым (0.2 ат.%) и большим (2 ат.%) содержанием примеси железа в осажденном слое.

Анализ структуры и рельефа осажденных слоев до и после тестирований выполнялся на растровом электронном микроскопе (РЭМ) Vega Tescan 3, поперечный срез покрытия выполнялся с использованием системы FEI Quanta 200 3D.

# 3. Результаты экспериментов

**3.1. Термоциклирование осаждённых слоёв.** После 260 термоциклов на поверхности напылённого слоя с малым количеством примеси проявились следы реструктуризации – образование отдельных глобул, размером 200-500 нм. (рисунок 1) Отшелушиваний и растрескиваний слоя не было замечено.



Рис. 1. Осажденный слой вольфрама с малым количеством примеси. а) непосредственно после осаждения, б) после 260 циклов прогрева.

Такие же испытания были проведены с образцом со слоем вольфрама, напыленном с примесью железа (2% ат). Термоциклирование привело к образованию более крупных глобул, размерами 1-3 мкм (рисунок 2), связанному, по-видимому, с процессами кристаллизации осажденного слоя. После 250 циклов прогрева заметно образование пор на поверхности. После 360 циклов прогрева продолжается образование новых пор на поверхности осажденного слоя, кроме того, в некоторых местах наблюдались отлетевшие участки осажденного слоя, что может являться свидетельством образования большого числа пор в глубине осажденного слоя.





Рис. 2. Осажденный слоя с примесью железа 2am.% а) поры на поверхности после 250 циклов, б) отслоение слоя после 350 циклов прогрева





Рис. 3. Осажденный слоя вольфрама после облучения потоком ионов водорода. а) отдельные блистеры б) поперечный разрез блистера.

**3.2.** Облучение осаждённых слоёв ионами водорода. При облучении образца с 2 ат.% примеси в осажденном слое потоками ионов водорода  $H_2^+$  с плотностью мощности 5 MBt/м<sup>2</sup> (энергия ионов E=10 кэВ, циклический режим облучения, 20 импульсов по 5 сек) на поверхности образца наблюдалось образование блистеров, при этом температура поверхности образца во время импульса не превышала 1200 С (между импульсами образец остывал до 600 С). На рисунке За представлено изображение слоя после облучения. При таком же режиме циклирования образца с малым количеством примеси образование блистеров не происходило. На

рисунке 36, видно образование большого числа микроскопических газовых пузырьков вблизи границы раздела подложка-осажденный слой. Накопление водорода в этих пузырьках, могло порождать параллельные поверхности напряжения в напылённом слое и приводить к образованию блистеров. Интересно отметить, что в образцах, прогреваемых до тех же температур без облучения образовывались открытые поры, способствующие, по-видимому, выходу из покрытия даже газа, захваченного при его осаждении, и, в результате, напряжения и блистеры в осаждённом слое не развивались.

4. Заключение. Выполнено термоциклирование и облучение потоком ионов водорода образцов вольфрама с осажденным слоем вольфрама с различным (0.2 ат.% и 2 ат.%) количеством примеси железа в осажденном слое. При термоциклировании на поверхности осажденного слоя происходило образование глобул, причем в случае с большим количеством примеси (2 ат.%) размер глобул был больше, и составлял величину порядка 1-3 мкм. Также в образцах с большим количеством примеси наблюдалось образование пор в осажденном слое, что приводило к отслоению осажденного слоя, чего не наблюдалось в случае образцов с малым (0.2 ат.%) количеством примеси. При облучении образцов ионами водорода развитие пор в покрытиях с большим количеством примеси и их объединение приводило к отслоению части осажденного слоя и образованием блистеров.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИК РАН и при поддержке Минобрнауки (проект RFMEFI62114X0005)

#### Список литературы:

[1] Krieger K., et al., J. Nucl. Mater., 313-316(2003)327-332.

[2] Buzi L., et al., J. Nucl. Mater., 455(2014)316-319.

[3] Krasheninnikov S.I., et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, vol. 53, № 8, p. 083001.

[4] M. Balden, et al., J. Nucl. Mater., 438(2013)S220-S223.

[5] S. Krat, et al., J. Nucl. Mater., 438(2013)742-S745.

[6] E. Azizov, et al., J. Nucl. Mater., 463(2015)792-795

[7] A. Airapetov, et al., J. Nucl. Mater., 415, Issue 1, Supplement, 1(2011) S1042-S1045.

А.Е. ЕВСИН<sup>1</sup>, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ<sup>1</sup>, И.Р. ВАХИТОВ<sup>2</sup>, А.И. ГУМАРОВ<sup>2</sup>, Н.Ф. КАШАПОВ<sup>2</sup>, А.Г. ЛУЧКИН<sup>2</sup>, Л.Р. ТАГИРОВ<sup>2</sup>, Н.В. ЯНИЛКИН<sup>2</sup> <sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, РФ <sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, РФ

## ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ЦИРКОНИЯ НА ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ АТОМАМИ С ТЕПЛОВЫМИ ЭНЕРГИЯМИ

1. Введение. В процессе работы легководного реактора циркониевые компоненты активной зоны взаимодействуют с водным теплоносителем, а также подвергаются облучению ионами и атомами водорода широкого спектра энергий, рожденными в результате радиолиза воды. В результате этих процессов водород проникает в цирконий [1]. При этом известно, что наличие облучающей компоненты интенсифицирует транспорт водорода сквозь оксидный слой в цирконий и из циркония, активируя десорбцию части атомов водорода из циркония в виде воды, но, вместе с тем, ускоряя проникновение водорода в цирконий [2,3]. Накопление водорода в циркониевых компонентах активной зоны реактора до высокой концентрации приводит к их водородному охрупчиванию и деградации, что ограничивает ресурс реактора и глубину выгорания топлива. Таким образом, защита циркония от наводороживания является актуальной задачей.

Авторами работ [4,5] было обнаружено, что модификация поверхности циркония ионной бомбардировкой может препятствовать проникновению водорода в цирконий. Однако, механизм замедления наводороживания циркония при ионной модификации поверхности изучен недостаточно.

В данной работе исследовалось влияние, которое оказывает модификация поверхности циркония ионами аргоновой плазмы на транспорт дейтерия сквозь поверхностный оксидный слой при облучении атомами с тепловыми энергиями в дейтерий-кислородной газовой смеси. Облучение в таких условиях симулирует участие «радиолизного» водорода в водородном транспорте сквозь оксидный слой на циркониевых компонентах активной зоны реактора.

2. Методика проведения экспериментов. В качестве исследуемых образцов использовались сегменты трубки из циркониевого сплава Э110 (Zr-1%Nb) размером 7 мм×7 мм×1 мм, промытые в ультразвуковой спиртовой ванне. Часть образцов облучалась ионами аргоновой плазмы, после чего, как обработанные, так и не обработанные плазмой образцы

облучались атомами дейтерия с тепловыми энергиями в дейтерийкислородной газовой смеси.

Эксперименты проводились на установке «МИКМА» [6]. В аргоновой плазме образцы облучались ионами с энергией 1 кэВ дозой  $1.3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-2</sup>, плотность ионного потока составляла  $1.1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. Давление остаточного го газа в плазменной камере не превышало  $1.3 \cdot 10^{-3}$  Па, основной компонент остаточного газа – молекулы H<sub>2</sub>O (~90%). Давление аргона при зажигании разряда составляло  $1.3 \cdot 10^{-1}$  Па. Температура образца во время облучения равнялась ≈550 К.

Облучение атомами дейтерия с тепловыми энергиями проводилось при следующих параметрах. Рабочий газ – смесь  $D_2+30\%O_2$ , давление дейтерия  $1.2\cdot10^{-1}$  Па. Атомы дейтерия получались диссоциацией молекул дейтерия на поверхности накаленной вольфрамовой проволоки. Плотность потока атомов дейтерия на поверхность оценивается как  $\sim 10^{15}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, доза облучения  $\sim 10^{19}$  см<sup>-2</sup>. Температура образца при атомарном облучении поддерживалась на уровне 600 К.

Термодесорбционный анализ (ТДС) облученных образцов проводился на установке «МИКМА». Давление остаточного газа в ТДС-камере было не хуже  $7 \cdot 10^{-6}$  Па, скорость линейного нагрева образца составляла 5 К/с, нагрев осуществлялся от 300 К до 1600 К. Регистрировалась десорбция молекул: H<sub>2</sub>, HD, D<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, HDO, D<sub>2</sub>O. Десорбция других молекул, содержащих водород или дейтерий, была незначительной.

Послойный анализ образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводился на установке SPECS [7]. Измерения проводились при комнатной температуре. Энергия и ток ионов травления были 3 кэВ и 10 мкА, соответственно. Анализировались фотоэлектронные спектры Zr3d и O1s.

**3.** Результаты и их обсуждение. Результаты РФЭС-анализа образцов показали, что облучение циркония ионами аргоновой плазмы приводит к увеличению толщины оксидного слоя. Однако, вместе с тем, под действием ионной бомбардировки доля предельного оксида  $ZrO_2$  по отношению ко всем оксидам  $ZrO_x$  (x $\leq 2$ ) вблизи поверхности уменьшается (рис. 1, слева), т.е. увеличивается число кислородных вакансий или других дефектов, связанных с отсутствием ионов кислорода в оксиде.

Облучение обработанного и необработанного плазмой образцов атомами дейтерия с тепловыми энергиями в дейтерий-кислородной газовой смеси приводит к росту оксидного слоя приблизительно до одинаковой толщины. При этом доля предельного оксида ZrO<sub>2</sub> по отношению ко всем оксидам ZrO<sub>x</sub> (x≤2) вблизи поверхности образца, предварительно обработанного ионами аргоновой плазмы, меньше, чем вблизи поверхности необработанного образца (рис. 1, справа), что наблюдалось и до атомарного облучения.



Рис. 1. Доля ZrO<sub>2</sub> в оксидном слое в зависимости от времени травления образца, обработанного ионами аргоновой плазмы (○), и необработанного образца (●) до (слева) и после (справа) их облучения D-атомами в смеси D<sub>2</sub>+30%O<sub>2</sub>.

Таким образом, есть основания полагать, что дефекты, созданные ионной бомбардировкой, остаются в оксидном слое при последующем облучении D-атомами с тепловыми энергиями в газовой смеси  $D_2$ +30% $O_2$ .

Захват дейтерия при атомарном облучении образца, не подвергавше-



Рис. 2. Доля компонента О-H(D) в РФЭСспектре O1s в зависимости от времени травления образца, обработанного ионами аргоновой плазмы (○), и необработанного образца (●) после их облучения Dатомами в смеси D<sub>2</sub>+30%O<sub>2</sub>.

гося плазменной обработке, составил 3.4·10<sup>-17</sup> см<sup>-2</sup>, в то время как в образец, предварительно обработанный ионами аргоновой плазмы, захватилось в 2 раза меньше атомов дейтерия. Содержание гидроксильных групп в оксидном слое после облучения D-атомами образца, обработанного плазмой, также меньше (рис. 2), чем в оксидном слое необработанного образца.

Можно предположить, что замедление транспорта дейтерия сквозь оксидный слой образца, предварительно обработанного

ионами аргоновой плазмы, при облучении D-атомами обусловлено сохранением в оксиде дефектов, созданных ионной бомбардировкой. Поскольку транспорт водорода в оксиде циркония осуществляется путем перескока с одного иона кислорода на другой [8], то уменьшение концентрации кислорода в оксидном слое в результате облучения ионами аргона и, следовательно, увеличение среднего расстояния между соседними ионами кислорода в оксиде затрудняет водородный транспорт. Таким образом, данное изменение структуры и состава оксида в результате ионного облучения может являться причиной замедления проникновения изотопов водорода в цирконий.

4. Выводы. Результаты экспериментов позволяют сделать следующие выводы:

 облучение циркония ионами аргоновой плазмы приводит к уменьшению концентрации кислорода в оксидном слое вблизи поверхности, т.е. к росту числа дефектов, связанных с отсутствием ионов кислорода в оксиде;

 - дефектность оксидного слоя вблизи поверхности сохраняется при облучении циркония, обработанного плазмой, атомами дейтерия с тепловыми энергиями в дейтерий-кислородной газовой смеси;

- при облучении D-атомами образца, предварительно обработанного плазмой, захватывается в 2 раза меньше дейтерия, чем при облучении необработанного плазмой образца, а в оксидном слое после атомарного облучения содержится меньше гидроксильных групп;

 можно предположить, что сохранение дефектов, созданных ионной бомбардировкой, в оксидном слое при атомарном облучении в дейтерийкислородной газовой среде является причиной замедления транспорта изотопов водорода сквозь оксидный слой в цирконий.

#### Список литературы

[1] IAEA-TECDOC-996, IAEA, Vienna, Austria, 1998.

- [2] A. Evsin, et al. // Phys. Procedia 71 (2015) 52-57.
- [3] L. Begrambekov, et al. // J. Phys. Conf. Ser. 567 (2014) 012003.

[4] K. Une, et al. // J. Nucl. Mater. 420 (2012) 445-451.

[5] И.П. Чернов и др. // ЖТФ 84(4) (2014) 68-72.

[6] A. Airapetov, et al. // J. Nucl. Mater. 415 (2011) S1042–S1045.

[7] I.R. Vakhitov, et al. // J. Phys. Conf. Ser. 572 (2014) 012048.

[8] J. Rabone, P. Van Uffelen // J. Nucl. Mater. 459 (2015) 30-36.

# В.С. ЕФИМОВ<sup>1</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>1</sup>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>1</sup>, Б.И. ХРИПУНОВ<sup>2</sup>, В.С. КОЙДАН<sup>2</sup>, А.И. РЯЗАНОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия <sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

## АНАЛИЗ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ ПОСЛЕ ЕГО ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ И ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

В работе представлены результаты исследования накопления дейтерия в вольфраме с высоким уровнем радиационного повреждения после его экспозиции в плазме.

Для моделирования воздействия нейтронов на вольфрам, который предполагается применять в термоядерном реакторе в качестве материала обращенного к плазме, и получения радиационных повреждений были использованы ионы углерода высокой энергии [1-3]. Первичные радиационные дефекты на уровне 2-40 сна получены в вольфраме с помощью ионов  $C^{3+}$  ускоренных на циклотроне Курчатовского института до энергии 10 МэВ с накоплением флюенса (1,5-2)·10<sup>17</sup> см<sup>-2</sup>. Глубина поврежденного слоя при этом составила около 3,5 мкм.

Облученный материал экспонировался в дейтериевой плазме на установке ЛЕНТА, которая при работе в непрерывном режиме обеспечила полный поток плазменных ионов на поверхности 10<sup>21</sup>-10<sup>22</sup> D/см<sup>2</sup> при плотности потока (1,3-2)·10<sup>17</sup> D/см<sup>2</sup>с. Экспозиция проводилась в условиях, когда энергия плазменных ионов составляла 250 эВ, что определило режим распыления (эрозии) поверхности вольфрама. Эксперименты проведены для двух значений температуры при облучении быстрыми ионами и плазмой – при комнатной температуре и при 773 К.

Накопление дейтерия после экспозиции образцов в плазме было исследовано методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС). Исследование проводилось на сверхвысоковакуумной установке ТДС-стенд в МИФИ. Установка имеет остаточное давление в камере измерений <  $5 \cdot 10^{-9}$  мбар. Образцы в камеру вводятся через шлюз с независимой откачкой, что позволяет иметь низкий фоновый сигнал при ТДС. Температура образцов измерялась вольфрам-рениевой термопарой. Нагрев образцов проводился линейно со скоростью 2 К/с до температуры 1450 К. Поток газовыделения измерялся квадрупольным масс-спектрометром. Калибровка сигнала проводилась после каждого эксперимента. В таблице 1 приведены данные по условиям облучения быстрыми ионами и плазмой для четырех исследованных образцов вольфрама.

Номер	Флюенс	Концентрация	Температура,	Доза облуче-	Глубина
образца	ионов	первичных де-	К	ния плазмой,	эрозии,
	$C^{3+}, cm^{-2}$	фектов ср. в		$D/cm^2$	МКМ
		слое 3,5 мкм,			
		сна			
W-100	0	0	Комн.<370	$5,8 \cdot 10^{21}$	2,3
W-31	0	0	773	$1 \cdot 10^{21}$	2,2
W-6	$2 \cdot 10^{17}$	8,4	Комн. <370	$3,0.10^{21}$	1,3
W-7P	$1,5.10^{17}$	6,3	773	$1,2.10^{21}$	0,8

Таблица №1. Данные об облучении исследуемых образцов

На рисунке 1 представлены термодесорбционные спектры в составе дейтерия для всех четырех образцов. Десорбция из образцов, облученных при комнатной температуре, идет в широком диапазоне температур с 450 до 1400 К. Для облученных плазмой при 773 К десорбция начинается примерно с температуры, соответствующей температуре облучения. Спектры для различных образцов заметно отличаются.



Рис. 1. Термодесорбционные спектры дейтерия (D<sub>2</sub>) из поврежденных и неповрежденных образцов вольфрама, облученных в дейтериевой плазме (см. таблицу 1)

При облучении при комнатной температуре, максимум термодесорбции наблюдается при температуре 800 К и для предварительно поврежденного образца и для не поврежденного. Амплитуда пиков для поврежденного образца несколько выше, наблюдаются также дополнительные пики. В случае облучения при повышенной температуре, спектры сильно отличаются между собой. Спектр неповрежденного образца имеет один ярко выраженный пик с максимумом при 1100 К. Спектр поврежденного образца имеет два максимума при 1050 К и 1200 К.

На рисунке 2 приведены интегральные значения накопления дейтерия в образцах с учетом газовыделения в различных массах.



Рис.2. Интегральные значения накопления дейтерия для исследуемых образцов (см. таблицу 1)

Накопление дейтерия при низкой температуре плазменного облучения несколько больше для поврежденного образца, но эта разница не так велика. Это можно объяснить тем, что накопление при низких температурах происходит преимущественно вблизи поверхности. При высоких дозах облучения плазмой накопление вблизи поверхности было достаточно велико и без дополнительных повреждений МэВными частицами, поэтому увеличение в накоплении не так велико.

При повышении температуры часть дефектов перестает удерживать дейтерий, что приводит к уменьшению концентрации дейтерия вблизи поверхности. Однако, увеличивается поток диффузии дейтерия в объем материала. Поэтому для неповрежденного образца W-31, в котором со-
держание производственных дефектов в объеме материала, по всей видимости, велико, наблюдается лишь некоторое снижение накопления дейтерия. В случае поврежденного образца наблюдается резкое снижение накопления дейтерия, что отличается от экспериментов, в которых повреждение создавалось МэВными ионами вольфрама [4]. Поэтому можно предположить, что в данном случае важную роль играют атомы углерода, оставшиеся вблизи поверхности и образующие диффузионный барьер.

#### Список литературы:

[1] <u>B.I. Khripunov, V.S. Koidan, A.I. Ryazanov</u> et al., Study of Tungsten as a Plasma-facing Material for a Fusion Reactor, <u>Physics Procedia</u>, <u>Volume 71</u>, 2015, Pages 63– 67.

[2] B. Khripunov, V. Gureev, V. Koidan et al., Erosion and deuterium retention in ion-irradiated tungsten under plasma exposure, Journal of Nuclear Materials, 463 (2015) 258-262

[3] V.S. Koidan et al., IAEA FEC-2, 2014, MPT-P7-37, SPb.

[4] O. Ogorodnikova, K. Sugiyama. Journal of Nuclear Materials,442 (2013) 518-527.

#### Т.В. СТЕПАНОВА<sup>1</sup>, А.В. КАЗИЕВ<sup>1</sup>, М.В. АТАМАНОВ<sup>2</sup>, Н.Ф. ИЗМАЙЛОВА<sup>3</sup>, А.В. ТУМАРКИН<sup>1</sup>, М.М. ХАРЬКОВ<sup>1</sup>, М.М. БЕРДНИКОВА<sup>1</sup>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва <sup>2</sup>ЗАО «ИНАКОТЕК», Москва

<sup>3</sup>ОАО «Уфимское моторостроительное производственное объединение», Уфа

#### МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЗАЩИТНЫХ ТІN ПОКРЫТИЙ НА ИЗДЕЛИЯХ ИЗ СПЛАВА Al-Cu-Ag-Mg-Mn

Одним из перспективных направлений улучшения износостойкости, прочности, коррозионной стойкости алюминиевых сплавов является использование для этих целей современных плазменных технологий, которые являются энергосберегающими и экологически безопасными.

В работе представлены результаты исследования структуры и свойств образцов из экспериментального алюминиевого сплава с напыленными на их поверхность покрытиями из TiN. Были исследованы структура покрытия, микротвердость, адгезия, коррозионная стойкость, усталостные характеристики.

Материалом подложки при нанесении покрытий являлся сплав на основе алюминия, легированного Cu, Ag, Mg, Mn, Ti, Fe, Si (в порядке убывания).

Покрытия наносились на два типа подложек: плоские тестовые образцы (для изучения характеристик покрытий) и имитаторы лопаток турбин (для испытаний на усталость).

Перед нанесением покрытия образцы очищались пучком ионов аргона с энергией 2,2–2,4 кэВ в течение 5 мин. Покрытие наносилось реактивным распылением титана в атмосфере аргона и азота в магнетронном разряде. Напряжение на разрядном промежутке составляло 390–410 В (ток разряда 9,7–10,2 А). Во время нанесения покрытия на образцы подавалось смещение U = -60 В относительно заземленного анода. Покрытия осаждались в двух различных режимах: в сбалансированной и разбалансированной конфигурациях магнитного поля магнетрона. Разбалансировка достигалась с помощью дополнительной электромагнитной катушки. Толщина покрытий составляла 1 мкм и 3 мкм, в зависимости от длительности осаждения. Параметры предварительной обработки и процесса напыления для разных образцов приведены в таблице 1. После нанесения покрытия образцы охлаждались в камере напыления.

Структура полученных образцов исследовалась с помощью электронного микроскопа Tescan Vega 3. Измерения твердости проводились с помощью микротвердомера Future-Tech FM-800. Диагностика адгезионных свойств покрытий выполнялась на скретч-тестере Anton Paar Revetest.

Шифр образца	Электрофизическое устройство	Время, мин	Ar, см <sup>3</sup> /мин	№2, см <sup>3</sup> /мин	Разбалансировка магнетрона
10	Ионный источник	5	40,2	—	
	Магнетрон	10	51,4	9,6	нет
11	Ионный источник	5	40,2		—
	Магнетрон	10	51,2	9,6	да
30	Ионный источник	5	41,0		—
	Магнетрон	30	50,1	13,1	нет
31	Ионный источник	5	40,2		—
	Магнетрон	30	50,7	13,0	да

Таблица 1. Параметры плазменной обработки образцов

Результаты измерений микротвердости поверхности, а также РЭМ изображения следов индентора твердомера на поверхности образцов 10, 11, 30, 31 показаны на рисунке 1.



Рис. 1. Микротвердость поверхности образцов (слева); РЭМ изображения отпечатков индентора при нагрузке 500 г (справа)

Видно, что даже при максимальной нагрузке трещин за пределами отпечатка нет, что говорит о хорошем сцеплении покрытия с поверхностью. Скретч-тесты образцов проводились с линейно возрастающей нагрузкой нагрузкой от 0,5 до 50 Н со скоростью увеличения 49,5 Н/мин на длине 5 мм (скорость 5 мм/мин). Использовался алмазный индентор Роквелла с радиусом скругления 200 мкм. Диагностика образцов на скретч-тестере показала улучшение адгезионных свойств покрытия при увеличении его толщины. Так, в отличие от более тонких покрытий 10 и 11 (1 мкм), на покрытии 30 (3 мкм) отсутствовали трещины за пределами следа индентора. Для образца 10 характерны следующие пороговые нагрузки: начало разрушения покрытия приходилось на 6,1 H, а его интенсивное разрушение начиналось при 18,5 H. В случае образца 30 эти значения возрастали до 16 H и 23 H, соответственно.

Тесты полученных покрытий на коррозионную стойкость проводились в 10 вес.% водном растворе КОН (pH = 15). На исследуемые образцы наносилось несколько капель раствора щелочи, и при помощи оптического стереомикроскопа визуально отслеживалось наличие изменений на поверхности. На сплаве без покрытия в месте его контакта с раствором щелочи менее, чем через 1 с, наблюдалось интенсивное образование большого количества пузырьков с газом. После 10 минут испытаний на поверхности проявлялись следы сильной эрозии. Покрытие поверхности слоем ТiN замедлило коррозию алюминиевого сплава, находящегося под ним, причем покрытие толщиной 3 мкм функционировало существенно более эффективно, чем покрытие толщиной 1 мкм. Так, на образце 30 образование пузырьков не наблюдалось в течение 2 ч испытаний.

Усталостные испытания проводились на электродинамическом вибростенде. Для испытаний образец — имитатор лопатки турбины — зажимался в его утолщенной части, а нагрузка прилагалась к концу его тонкой части. Испытания заканчивались либо после слома образца, либо после достижения 20 млн. циклов нагрузки/разгрузки. Предел выносливости образцов в исходном состоянии находился на уровне 14 кгс/мм<sup>2</sup> на базе  $N = 20 \times 10^6$  циклов по семи не разрушившимся образцам. Для образцов с покрытием TiN толщиной 1 мкм эта величина составила 16 кгс/мм<sup>2</sup> по пяти неразрушившимся образцам, а для образцов с покрытием 3 мкм — 16–17 кгс/мм<sup>2</sup> по четырем неразрушившимся образцам. Следовательно, покрытия не ухудшили циклическую усталость основного материала.

Таким образом, полученные покрытия повышают твердость поверхности, имеют хорошую адгезию, не отслаиваются при испытаниях на твердомере и скретч-тестере, обеспечивают коррозионную стойкость в растворе щелочи и улучшают усталостные свойства основного материала.

## Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.М. ЗАХАРОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Я.А. САДОВСКИЙ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

# ОБЕЗГАЖИВАНИЕ СТЕНОК ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ПРИ ЕЁ ОБЛУЧЕНИИ ПЛАЗМОЙ С ПРИМЕСЬЮ КИ-СЛОРОДА

1. Введение. Нержавеющая сталь является основным конструкционным материалом вакуумных камер плазменных и термоядерных установок. Захват изотопов водорода в обращенные к плазме материалы, а также неконтролируемое выделение из них, являются серьезной проблемой для устойчивой работы установок. Кроме того, чрезмерное накопление трития в вакуумной камере ИТЭР недопустимо из соображений безопасности. Поэтому разработка метода обезгаживания вакуумной камеры, не требующих ее прогрева до высокой температуры, является актуальной задачей.

Эффект радиационно-ускоренной низкотемпературной десорбции водорода из стенок вакуумной камеры из нержавеющей стали был описан в работе [1]. В данной работе исследуется обезгаживание стенок вакуумной камеры при различных параметрах облучения.

2. Низкотемпературная десорбция водорода из стенок вакуумной камеры из нержавеющей стали. Десорбция водорода из стенок вакуумной камеры из нержавеющей стали фиксировалась при их облучении атомами водорода с тепловыми энергиями в водород-кислородной атмосфере, а также ионами водородной плазмы с примесью кислорода с энергией  $\leq 20$  эВ/ат при температуре стенок 40 °C [1]. Поверхность стенок камеры облучалась атомами дейтерия, которые генерировались в рабочем газе из дейтерия с примесью кислорода при диссоциации молекул дейтерия на накаленном вольфрамовом катоде. Затем в той же газовой смеси зажигался разряд, и стенки камеры облучались ионами и атомами плазмы. Облучение атомами дейтерия и кислородом приводило к появлению в рабочем газе молекул HD, HDO, D<sub>2</sub>O, и к резкому увеличению концентрации молекул H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, свидетельствуя о десорбции водорода из стенок вакуумной камеры. Инициация разряда заметных изменений состава рабочего газа (скорости десорбции водорода) не вызывала. Затем дейтерий в рабочем газе заменялся водородом, и стенки камеры облучалась атомами водорода и кислородом. При этом в рабочем газе появлялись молекулы HD, D<sub>2</sub>,

HDO и D<sub>2</sub>O, указывая на десорбцию дейтерия, захваченного стенками в первом эксперименте.

3. Методика проведения экспериментов. Для экспериментов использовалась установка "Многофункциональный исследовательский масс-спектрометрического анализа" (МИКМА) комплекс [1]. проводились Эксперименты в плазменной камере **установки**. изготовленной из нержавеющей стали 12X18H10T. Накаливаемый катод и анод, установленные в плазменной камере, позволяли зажигать в ней электронно-стимулированный газовый разряд. В случае холодного катода между ним и анодом зажигался тлеющий разряд. Состава газа в камере во время экспериментов измерялся масс-спектрометром.

В первой серии экспериментов исследовалась зависимость скорости обезгаживания стенок камеры от ее температуры. В дополнение к экспериментам при температуре стенки 40 °C из работы [1] в этой работе проведены эксперименты при температуре стенок 200 °C. Далее, исследовалась зависимость скорости обезгаживания стенок от энергии облучающих ионов. В работе [1] облучение проводилось ионами дейтерия с энергией ≤ 20 эВ/ат, в этой работе исследование продолжилось экспериментами с энергиями ионов 50 и 100 эВ/ат. Затем изучалось обезгаживания стенок при облучении гелиевой и аргоновой плазмой с примесью кислорода и при облучении дейтериевым тлеющим разрядом с примесью кислорода.

**4.** Результаты экспериментов и их обсуждение. Эксперименты по влиянию температуры на обезгаживание стенок вакуумной камеры (табл. 1) показали, что отношение количеств десорбировавшегося водорода и захваченного дейтерия за 40 минут облучения имеет максимальное значение ( $N_{\rm H}/N_{\rm D}$  = 3,8) при их облучения D<sub>2</sub>+2 ат. % O<sub>2</sub> плазмой при температуре стенок 200°С. При облучении D<sub>2</sub>+30 ат. % O<sub>2</sub> плазмой при температуре стенок 200°С из них за то же время выделяется наибольшее количество атомов водорода ( $N_{\rm H}$  = 3,4×10<sup>21</sup> ат./м<sup>2</sup>).

Эксперименты по облучению стенок камеры ионами дейтерия с различной энергией (табл. 2) показали, что, как десорбция водорода ( $N_{\rm H}$ ), так и отношение  $N_{\rm H}/N_{\rm D}$ , соответственно,  $1.8 \times 10^{21}$  ат./м<sup>2</sup>, и 4,5 оказались максимальными при облучении ионами с энергией 50 эВ/ат.

Таблица 1. Десорбция водорода и захват дейтерия в стенки камеры при их облучении атомами дейтерия в течении 40 минут в рабочем газе разного состава. Температура стенок 40 и 200°С.

Концентрация	Выход водоро-		Захват дейте-			
кислорода в	да из стенок,		рия в стенки,		N. (N.	$N_{\rm H}/N_{\rm D}$
рабочем газе,	$(N_{\rm H}), 10^{21} {\rm ar./m}^2$		$(N_D), 10^{21} \text{ at.}/\text{m}^2$		$N_{\rm H}/N_{\rm D}$	$T = 200^{\circ}C$
%	$40^{\circ}C$	200°C	$40^{\circ}C$	200°C	1 = 40 C	
0,5	0,6	0,8	0,3	0,4	2,0	2,0
2	1,0	1,9	0,5	0,5	2,0	3,8
10	1,7	2,4	0,9	0,7	1,9	3,4
20	2,0	2,4	1,1	0,9	1,8	2,7
30	2,9	3,4	1,5	1,4	1,9	2,4

Таблица 2. Десорбция водорода и захват дейтерия в стенки плазменной камеры при их облучении в течении 40 минут ионами  $D_2 + 10$  ат. %  $O_2$  плазмы с энергиями 10, 50 и 100 эB/ат при температуре 40 °C.

Энергия ио-	Выход водорода из	Захват дейтерия в сте-	$N_{\rm H}/N_{\rm D}$
нов, эв/ат	CTEHOK, $(N_H)$ 10 at./M	нки, (N <sub>D</sub> ) 10 ат./м	
10	1,7	0,9	1,9
50	1,8	0,4	4,5
100	1,3	0,3	4,3

При облучениях гелиевой и аргоновой плазмой в стенку захватывается лишь небольшое количество водорода остаточного газа. Поэтому, можно считать, что в эксперименте с плазмой He +10 ат. % O<sub>2</sub> (табл. 3) количество выделившегося из стенки водорода (N<sub>H</sub>=0,8×10<sup>21</sup> ат./м<sup>2</sup>) примерно равно количеству изотопов водорода, выделяемому из стенок в экспериментах с плазмой D<sub>2</sub>+10 ат. % (N<sub>H</sub>–N<sub>D</sub>= 0,8×10<sup>21</sup> ат./м<sup>2</sup>) (сравни табл. 1 и 3).

Таблица 3. Десорбция водорода из стенок камеры при их облучении в течении 40 минут при температуре 80°С дейтериевой, гелиевой и аргоновой плазмой с примесью кислорода.

Состав рабочего газа	Выход водорода из стенок, $(N_H) 10^{21} \text{ ат./м}^2$
D <sub>2</sub> +10 ат. % О <sub>2</sub>	1,7
Не +10 ат. % О2	0,8
Ar +10 ат. % О <sub>2</sub>	0,2

Облучение стенок ионами и атомами тлеющего разряда в газовой смеси  $D_2+2$  ат. %  $O_2$  при температуре за 40 °C также приводило к её обезгажива-

нию (N<sub>H</sub>=  $0.7 \times 10^{21}$  ат./м<sup>2</sup>, N<sub>D</sub>=  $0.4 \times 10^{21}$  ат./м<sup>2</sup>), но эффект был слабее, чем в разряде с накальным катодом при тех же условиях (сравни с табл. 1).

Результаты экспериментов показывают, что при облучении стенок ионами плазмы  $D_2 + 10$  ат. %  $O_2$  с энергиями 50 и 100 эВ/ат отношения десорбции водорода к захвату дейтерия оказались наибольшими ( $N_{\rm H}/N_{\rm D}$  =

4,5 и 4,3 соответственно). Это свидетельствует о том, что при облучении в этом режиме можно достичь наибольшей степени обезгаживания стенок вакуумной камеры, по сравнению со всеми исследованными режимами облучения в дейтериевой плазме. При этом, следует учесть, что распыление поверхности камеры будет большим при энергии ионов 100 эВ.

При экспозиции стенок в D<sub>2</sub>+2 ат. % O<sub>2</sub> плазме при температуре 200° C отношение  $N_{\rm H}/N_{\rm D}$  оказалось меньшим ( $N_{\rm H}/N_{\rm D}$  = 3,8). Но в этом случае энергия облучающих ионов ( $\leq 20$  эВ/ат) и распыление стенки также оказываются меньшими. Облучение вакуумных стенок в D<sub>2</sub>+30 ат. % O<sub>2</sub> плазме при температуре 200° C, по-видимому, оказывается оптимальным если ставится задача её детритизации ( $N_{\rm H}$ = 3,4×10<sup>21</sup> ат./м<sup>2</sup>).

Облучение стенок вакуумной камеры в гелиевой плазме с примесью кислорода можно использовать для максимального обезгаживания стенок вакуумных камер, если облучение может быть достаточно длительным. Скорость обезгаживания стенок камеры  $D_2+2$  ат. %  $O_2$  плазмой тлеющего разряда оказывается меньшей, чем плазмой разряда с накальным катодом, а давление газа значительно более высоким.

5. Заключение. Изучалось обезгаживания стенок вакуумной камеры из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т в зависимости от условий облучения. Показано, что лучшим режимом обезгаживания стенок является облучение ионами с энергией 50 эВ/ат дейтериевой плазмы с 10% примесью кислорода. Облучение стенок плазмой в дейтерии с 30% примесью кислорода при температуре стенок 200°С, является лучшим режимом для их детритизации. Обезгаживание и детритизация стенок плазмой тлеющего разряда с примесью кислорода возможна, но его эффективность значительно меньше. Гелиевая плазма с примесью кислорода обеспечит максимальную степень обезгаживания и детритизацию вакуумных камер при длительном облучении.

#### Список литературы:

[1] Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, А.С. Каплевский, и др., Поверхность. Ренген., синх. и нейт. Ис., 2 (2015), с. 1-6.

# Г.М. ТАРАСЮК<sup>1</sup>, В.В. КОЗЛОВА<sup>1</sup>, А.Ю. РЫЧАГОВ<sup>2</sup>, К.К. ДЕНЬЩИКОВ<sup>3</sup>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup>ИФХЭ РАН Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва <sup>3</sup>ОИВТ РАН Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединённый институт высоких температур РАН, Москва

#### ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА УГЛЕРОДНОГО ЭЛЕКТРОДА СУПЕРКОНДЕНСАТОРА

В последние годы во всем мире увеличивается количество исследований по разработке и использованию суперконденсаторов, которые занимают промежуточную нишу между аккумуляторами, способными запасать высокую электрическую энергию, и электролитическими конденсаторами, способными отдавать высокую мощность. В настоящее время суперконденсаторы находят применение в транспортных средствах, энергоснабжении и электронике.

Электроды суперконденсаторов изготавливаются из различных материалов с развитой поверхностью. В промышленности, однако, основными материалами электродов остаются различные сорта угольных материалов с высокой долей нанопор. Известно, что обработка в плазме часто приводит к увеличению смачиваемости поверхности. Применительно к электродам это может привести к увеличению их емкости. Целью данной работы является исследование влияния плазменной обработки на смачиваемость и емкость электродов суперконденсатров.

В качестве исходного электродного материала использовался промышленный материал, производства Norit DLS Supra 30, из которого изготавливаются электроды наборных суперконденсаторов. Материал представляет собой ленту, состоящую из смеси активированного угля, электропроводящего наполнителя и полимерного связующего. Этот материал подвергался обработке в азотной плазме аномального тлеющего разряда.

Явным эффектом, связанным с плазменной обработкой является существенная потеря массы образца на единицу видимой поверхности. Наиболее резкое изменение массы наблюдается в первые 10 минут обработки, далее изменение массы было несущественно. Были проведены эксперименты по смачиваемости поверхности электродного материала до и после плазменной обработки. Для этого электрод помещался на столик оптического стереомикроскопа, и на его поверхность наносилась капля электролита. В качестве электролита использовался раствор серной кислоты. Серная кислота часто используется в производстве суперконденсаторов. На исходном материале капля имела сферическую форму, что свидетельствовало о плохой смачиваемости поверхности. На поверхности обработанного в плазме электрода капля электролита мгновенно растекалась по поверхности, что свидетельствовало о хорошей смачиваемости поверхности. Также были проведены эксперименты по пропитке электрода электролитом. Для этого исходный и обработанный образец помещался в емкость с электролитом. Обработанный образец быстро пропитывался электролитом и тонул через 3-5 минут, а необработанный пористый образец оставался плавать на поверхности даже через 72 часа.

Для анализа влияния плазменной обработки на электрическую емкость из исследуемого материала вырубались электроды площадью 3.1 см<sup>2</sup>. Далее полученные электроды окунались в раствор серной кислоты на 3-5 минут для пропитки. После этого электроды помещались в экспериментальную тестовую ячейку для измерения емкости. Для ячейки использовались два круглых электрода диаметром 1 см, которые разделялись пористым сепаратором диаметром 1,2 см. Больший размер сепаратора необходим для минимизации токов утечки по краям электродов. Перед сборкой сепаратор также пропитывался электролитом. После этого к токосъемникам подавалось изменяющееся во времени напряжение, и измерялась зависимость напряжения и тока тестовой сборки элементарной ячейки от времени. Полученные результаты преобразовывались в зависимость емкости от напряжения. Испытания исходного электродного материала и материала, обработанного в плазме в различных условиях, проводились при различных скоростях увеличения и уменьшения напряжения на ячейке несколько раз. Измерения показали, что обработка угольных электродов в азотной плазме тлеющего разряда привела к увеличению емкости элементарной сборки с кислотным электролитом. Емкость была увеличена на 47% в области средних напряжений.

Можно предположить, что наблюдаемое в этих экспериментах увеличение емкости связано либо с увеличением общей поверхности пор, смачиваемых электролитом, либо с ускорением смачиваемости внутренних пор в результате увеличения смачиваемости видимой поверхности электрода.

# А.С. КУКУШКИН<sup>1,2</sup>, Х.Д. ПАХЕР<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт» <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>3</sup>INRS-EMT, Varennes, Québec, Canada

# НЕЙТРАЛЫ – ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ФАКТОР В РАБОТЕ ДИВЕРТОРА ИТЭР

Дивертор призван, в первую очередь, отнести область контакта плазмы с материальными поверхностями подальше от основной плазмы в надежде улучшить экранирование примесей, образующихся при распылении материала поверхностей. Кроме того, он обеспечивает компрессию нейтральнного газа и улучшает условия откачки. Однако при этом тепловой поток, распространяющийся вдоль магнитных поверхностей в диверторном слое, оказывается сконцентрирован на небольшой площади приёмных пластин, пересекающих эти поверхности. Конструкция реактора должна обеспечивать снижение тепловой нагрузки на диверторные пластины до приемлемого уровня, а также откачку гелия.

Применительно к реактору ИТЭР, этот вопрос интенсивно изучался с использованием численного моделирования. Основная часть расчётов в обоснование конструкции дивертора в ИТЭРе выполнена с использованием пакета программ SOLPS4.3 [1]. В этом пакете заряженные компоненты плазмы описываются уравнениями двумерной гидродинамики, а нейтральные моделируются методом Монте-Карло. Благодаря некоторому упрощению гидродинамической части, оказалось возможным включить в программу наиболее полную модель переноса нейтралов, описывающую упругие столкновения и перезарядку между молекулами и ионами плазмы, а также нейтральные столкновения.

Результаты расчётов представлены в виде «развёртки по плотности» – серий расчётов, в которых меняется только интенсивность газонапуска, а остальные параметры остаются постоянными. Такой подход позволяет проводить осмысленные сравнения, поскольку для сравнения выбираются сходные режимы [2, 3], а не случайные точки, в которых доминируют разные физические механизмы. В докладе суммируются основные результаты, подчёркивающие важную роль, которую нейтральные частицы на периферии плазменного шнура играют в определении режима работы дивертора. В частности,

(1) без диссипации мощности в диверторе с частицами плазмы пик тепловой нагрузки на диверторные пластины в установке с параметрами ИТЭРа вполне мог бы оказаться на уровне 100 МВт/м<sup>2</sup> [4]. Однако наличие значительного количества нейтралов в объёме дивертора резко меняет картину, рис. 1а. Увеличение давления нейтралов меняет форму профиля потока энергии: происходит выедание потока со стороны внутренней области дивертора, где изначальный поток был выше. Основная часть мощности рассеивается здесь за счёт излучения на примесях [4], которое требует высокой плотности плазмы, поддерживаемой, в свою очередь, нейтралами, циркулирующими во внутренней области дивертора, рис. 1b.



Рис. 1. (А) Профили потока энергии на внешнюю диверторную пластину установки типа ИТЭР с узким профилем потока энергии в диверторном слое ( $\Box_q = 1.2 \text{ мм}$ ), в проекции на среднюю плоскость, для различных значений давления нейтралов в диверторе  $p_n$  [4]; (B) схема потоков нейтралов в диверторе.

(2) В установке больших размеров и с большой мощностью – такой, как ИТЭР, – напуск газа для подпитки центральной части шнура неэффективен. Действительно, когда плазма начинает «отрываться» от диверторных пластин (детачмент), плотность её на сепаратрисе с увеличением интенсивности газонапуска перестаёт возрастать и даже убывает, пройдя через максимум («завал») [5]. Диверторный слой при большой мощности не-

прозрачен для нейтралов, поэтому поток нейтралов в основную плазму мал [3, 4]. Таким образом, подпитка разряда частицами снаружи сепаратрисы становится недостаточной для поддержания требуемой плотности плазмы в разряде, и требуются другие методы подпитки – такие, как инжекция пеллет [6]. В результате газонапуск обеспечивает эффективный контроль тепловой нагрузки на диверторные пластины, а инжекция пеллет может использоваться для контроля плотности основной плазмы.

(3) Имеются два механизма снижения потоков энергии и частиц на диверторные пластины: увеличение либо числа частиц рабочего газа (соответственно, давления нейтралов), либо мощности излучения (содержания частиц примеси). Хотя эти механизмы действуют, в принципе, похожим образом [7], на практике они не эквивалентны. Поскольку излучательная способность для каждого сорта примеси ограничена, достижимая мощность излучения зависит от плотности плазмы. Соответственно, инжекция примеси для снижения нагрузки на пластину при низкой плотности плазмы неэффективна (низкие значения p<sub>n</sub>, Puc. 2a). Вместо этого, она снижает плотность плазмы на сепаратрисе, рис. 2b, поскольку увеличение мощности излучения оставляет меньше мощности для обеспечения рециклинга.



Рис. 2. Эффект инжекции примеси. Зависимость  $q_{pk}(A)$  и  $n_{sep}(B)$  от давления нейтралов в PFR для входной мощности 100 MBm и различной концентрации неона на сепаратрисе.

(4) В систему откачки попадают только нейтральные частицы. Поэтому, организуя должным образом циркуляцию нейтралов в диверторе, где находится вход в откачные патрубки, можно влиять на эффективность удаления гелия и организацию протока частиц топлива, необходимого для подпитки центральной части шнура. В частности, наличие «дома» в диверторе, рис. 1b, обеспечивает компрессию нейтралов в патрубке. Хотя отказ от дома мог бы вдвое снизить тепловую нагрузку на дивертор, на порядок большая скорость откачки потребовалась бы в этом случае, чтобы удержать плотность гелия в основной плазме на том же уровне и чтобы поддержать ту же откачку рабочего газа [8]. Это критично в реакторе: скорость наработки гелия пропорциональна термоядерной мощности, а откачка должна быть достаточна для удаления частиц, поступающих в камеру с пеллетами, инжектируемыми для поддержания требуемого профиля плотности и для контроля ЭЛМов [9].

Работа частично поддержана в МИФИ грантом № 14. Y26.31.0008 Министерства Науки и Образования РФ.

#### Список литературы:

[1] Kukushkin, H.D. Pacher, V. Kotov, et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2865

[2] D. Pacher, A.S. Kukushkin, G.W. Pacher and G. Janeschitz, J. Nucl. Mater. 13–316 (2003) 657

[3] A.S. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, et al., *Nucl. Fusion* 43 (2003) 716
 [4] A.S. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, et al., *J. Nucl. Mater.* 438 (2013)
 S203

[5] H.D. Pacher, A.S. Kukushkin, G.W. Pacher, et al., J. Nucl. Mater. 463 (2015) 591

[6] G.W. Pacher, H.D. Pacher, G. Janeschitz and A.S. Kukushkin, *Nucl. Fusion* 48 (2008) 105003

[7] S. I. Krasheninnikov, Contrib. Plasma Phys. 36 (1996) 293

[8] A.S. Kukushkin, H.D. Pacher, V. Kotov, et al., J. Nucl. Mater. 363–365 (2007) 308

[9] A.S. Kukushkin, A.R. Polevoi, H.D. Pacher, et al., J. Nucl. Mater. 415 (2011) S497

# И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>1</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>1</sup>, М.Ю. ЖАРКОВ<sup>1</sup>,

Э.А. АЗИЗОВ<sup>2</sup>, В.В. ВЕРШКОВ<sup>2</sup>, С.В. МИРНОВ<sup>3</sup>, В.Б. ЛАЗАРЕВ<sup>3</sup> <sup>1</sup>АО «Красная звезда», Москва, РФ <sup>2</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ <sup>3</sup>АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва

#### КОМПЛЕКС ЛИТИЕВОГО И ВОЛЬФРАМОВЫХ ЛИМИТЕРОВ ТОКАМАКА Т-10 ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЭЦР НАГРЕВА ПЛАЗМЫ МОЩНОСТЬЮ ДО 3 МВТ. НАЗНАЧЕНИЕ, КОНСТРУКЦИЯ, РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Введение. Использование комплекса мощного (до 3 МВт) ЭЦР нагрева плазмы в токамаке T-10 сталкивается с проблемой сильного загрязнения плазмы при введении мощности более 2 МВт. Причиной этого является существующий комплекс графитовых диафрагм, который включает в себя кольцевую и рельсовую диафрагмы. Поскольку все они расположены в одном патрубке, то имеют относительно малую эффективную площадь, контактирующую с плазмой и испытывают сильный локальный перегрев и эрозию. Кроме того, использование графитовых лимитеров приводит к образованию на поверхности стенки камеры пленок, существенно увеличивающих поступление примесей и увеличивающих рециклинг рабочего газа.

Для решения этих проблем разработан и готовится к реализации новый комплекс вольфрамовых и литиевого лимитеров. Предполагается, что применение вольфрама в качестве материала обращенного к плазме позволит исключить поступление графита, а охлаждение периферии плазмы за счет переизлучения на литии приведет к снижению потока энергии на вольфрамовые лимитеры. В качестве источника лития будет использован вспомогательный литиевый лимитер, располагающийся в тени вольфрамовых.

2. Литиевый лимитер. Литиевый лимитер – источник лития, расположенный в верхнем вертикальном порту токамака Т-10. Он имеет возможность передвигаться относительно последней замкнутой магнитной поверхности. Перемещение лимитера в SOL позволяет регулировать потоки тепла из плазмы. Поверхность лимитера, обращённая к плазме, выполнена из литиевой капиллярно-пористой системы. Материал-основа КПС стабилизирует жидкометаллическую поверхность при воздействии МГД сил. Конструкция литиевого лимитера включает в себя приёмный элемент (I) и систему позиционирования (II). Приёмный элемент представляет собой трубчатую конструкцию с литиевой питательной ёмкостью. Приёмный элемент образован опорной трубой 1 из молибдена, которая играет роль теплового аккумулятора. Капиллярно-пористая система 2, имеющая гидравлический контакт с жидким литием в резервуаре 3, установлена на внешнюю поверхность приёмного элемента. Основа КПС лимитера – молибденовая сетка с эффективным радиусом пор 75 мкм. Пористые элементы из вольфрама дополнительно устанавливаются в местах непосредственного контакта приёмной поверхности с плазмой. Нагрев лимитера до температуры плавления лития осуществляется электрическим нагревателем 5, который размещается внутри опорной трубы 1. Приёмный элемент электрически изолирован от камеры токамака, что позволяет менять его электрический потенциал относительно плазмы.



Рис. 1. Литиевый лимитер

Работоспособность приёмного элемента литиевого лимитера гарантируется соблюдением температурного режима литиевой поверхности (T < 550°C). Данное условие выполняется при величине приходящего теплового потока не более чем 5 MBt/м<sup>2</sup>. Если элемент расположен на последней замкнутой магнитной поверхности и имеет место ЭЦР нагрев мощностью 3 MBt, то максимальный тепловой поток достигает величины 9 MBt/м<sup>2</sup>. Для обеспечения величины приходящего на литиевый лимитер теплового потока не более 5 MBt/м<sup>2</sup> он должен быть в тени нижнего подвижного вольфрамового лимитера. Термостабилизация приёмной поверхности на уровне 500-550°C достигается путём теплопередачи в элементы конструкции.

#### Комплекс вольфрамовых лимитеров

Комплекс вольфрамовых лимитеров (Рисунок 2) включает неподвижный кольцевой и подвижный рельсовый «грибообразный» лимитер.



Рис. 2. Комплекс вольфрамовых лимитеров Т-10

Кольцевой лимитер представляет собой кольцо с внешним диаметром 760 мм и внутренним диаметром 660 мм. Плоскость кольца перпендикулярна направлению продольного магнитного поля токамака Т-10. Кольцевая подложка крепится к стенке вакуумной камеры и сохраняет с ней электрический контакт. Приёмную поверхность кольцевого лимитера формируют 50 съёмных вольфрамовых элементов с размерами 50 х 70 х 20 мм, имеющие профилированную поверхность с оптимальным углом наклона относительно магнитного поля. Нижний подвижный лимитер имеет «грибообразную» форму и задаёт радиус последней замкнутой магнитной поверхности (границу плазменного шнура) с возможностью изменения этого радиуса в диапазоне г=200–300 мм. Конструкция включает в себя неподвижное основание, фиксируемое на фланце нижнего вертикального патрубка, и подвижную головку. Головка выполнена из вольфрамовых элементов и электрически изолирована от основания и стенки вакуумной камеры токамака Т-10. Рабочая поверхность головки выполнена двухскатной (в виде «домика») с линией разделения, расположенной перпендикулярно по отношению к продольному магнитному полю. Угол наклона к продольному магнитному полю составляет 10-15°. Габаритные размеры головки – 300 х 300 мм в плоскости параллельной магнитному полю и 50 мм в радиальном направлении. Габаритные размеры вольфрамовых элементов 150 х 50 х 20 мм.

**3.** Заключение. Проведённая аналитическо-расчётная и опытноконструкторская работа показала, что модернизация лимитеров на токамаке Т-10 позволит обеспечить режимы ЭЦР нагрева с мощностью до 3 МВт при разумных потоках лития.

Оценка необходимого потока лития с поверхности литиевого лимитера в плазму для обеспечения условий нормальной работы вольфрамовых лимитеров при мощности ЭЦР нагрева 3 МВт в течение 400 мс показала, что в  $Z_{eff}$  плазмы не должна превышать величины  $Z_{eff} = 2$ . Кроме того, на основе результатов исследования поведения лития в токамаке T-11M оценивался поток лития на стенку токамака. Показано, что за компанию 1000 импульсов, на стенку уходит ~13,5 г, что сравнимо с поступлением лития при использовании испарителя-литиизатора для кондиционирования стенок T-10 в предыдущих экспериментах.

На момент написания настоящих тезисов доклада были проведены первые эксперименты с вольфрамовыми лимитерами на токамаке Т-10. Как и ожидалось, имела место сильная эрозия вольфрамовой приёмной поверхности. Предполагается, что в будущих экспериментах с литиевым лимитером удастся уменьшить величину эрозии вольфрама и снизить Z<sub>eff</sub> плазмы до расчётной величины.

# А И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>1, 2</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>1</sup>, О.Н. СЕВРЮКОВ<sup>2</sup>, М.Ю. ЖАРКОВ<sup>1</sup>, В.А. ШУМСКИЙ<sup>2</sup>, А.А. ИВАННИКОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО «Красная звезда», Москва, РФ <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, РФ

#### ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАПИЛЛЯР-НЫХ СИСТЕМ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКАМАКОВ, КОНТАКТИРУЮЩИХ С ПЛАЗМОЙ, НА ОСНОВЕ ОЛОВА

Использование капиллярно-пористых систем (КПС) с жидкими металлами рассматривается в качестве альтернативы для решения проблем, связанных с применением традиционных твёрдых материалов при разработке обращённых к плазме элементов термоядерного источника нейтронов (ТИН) и реактора типа ДЕМО [1, 2]. Основными преимуществами КПС по сравнению с твёрдыми материалами являются их устойчивость к деградации свойств и способность к самовосстановлению поверхности внутрикамерных компонентов на основе КПС в условиях нормального разряда термоядерного реактора, ЭЛМов и срывов. Литий, галлий и олово рассматриваются в качестве возможных легкоплавких металлов для применения совместно с КПС в токамаках [3—6].

Обоснованный выбор жидкого металла должен опираться на всесторонний анализ следующих аспектов их использования: обеспечение смачивания для реализации возможности самообновления и стабильности жидкометаллической поверхности; коррозионная совместимость с материалами КПС и конструкции токамака в условиях воздействия нормального разряда, плазменных неустойчивостей и срывов; величина возможного поступления атомов этих металлов в плазму и влияние на её параметры; технологические особенности использования этих металлов и безопасность; взаимодействие с плазмообразующими газами и наличие технологии их извлечения.

В качестве одного из вариантов рассматривается использование жидкого олова как металла с умеренной, по сравнению с галлием, коррозионной агрессивностью, и имеющего, по сравнению с литием, более низкий уровень давления насыщенных паров. Ранее было показано [6, 7], что, в качестве материалов, совместимых с оловом при повышенных температурах, могут рассматриваться только такие тугоплавкие металлы, как W, Nb, Mo. Исследование процесса смачивания W и Mo показало, что Mo эффективно смачивается оловом при температурах  $\geq$ 950°C, а W  $\geq$ 1050°C (рис. 1).



Рис. 1. Смачивание металлов жиоким оловом в вакууме а – Мо сетка, 950 °С, 1 час; б - W войлок, 1050 °С, 0,6 часа

Коррозия молибдена и вольфрама в олове исследовалась в ампуле из сплава Nb-2%Mo-0,1%Zr при температуре 1400°C в течение 1 часа в вакууме.

По имеющимся данным в системах Mo-Sn и Nb-Sn могут образовываться интерметаллические соединения. Судя по диаграммам состояния при температуре 1400°C в олове растворяется ~ 3 ат.% ниобия, молибден нерастворим даже при температуре >2000°C [8]. Взаимодействия в системе W-Sn по литературным данным не обнаружено до температуры 1680°C [8].

На макроснимке образца молибдена после коррозионного испытания в олове взаимодействия не отмечено (рис. 2).

При более детальном исследовании зафиксированы изменения в приповерхностном слое молибдена (рис. 3).

Исследование распределения элементов, входящих в испытательную систему (Mo, Sn, Nb) в приповерхностной зоне образца Мо показало следующее (рис. 4).



Рис. 2. Макрофотография среза Mo-Sn после коррозионных испытаний





Рис. 3. SEM изображение зоны взаимодействия Mo-Sn. 1 – зона взаимодействия Nb-Sn, 2 – кристаллы Nb





Рис. 4. Микроструктура и карты распределения элементов в зоне взаимодействия Mo-Sn

В слое толщиной ~2 мкм на поверхности образца молибдена наблюдается обогащение одновременно Nb и Sn. Это является продуктом взаимодействия Sn c Nb, который перенесся в процессе коррозионного испытания с поверхности ниобиевой испытательной ампулы на поверхность молибденового образца за счет протекания процесса изотермического переноса массы. На поверхности молибденового образца видны кристаллы ниобия (рис. 4), которые выпали из раствора ниобия в олове (концентрация насыщения ниобия в олове при 1400°С составляет ~3%) при охлаждении.

Для полноты картины исследовано взаимодействие ниобиевого сплава (материал испытательной ампулы) с оловом.

На макроснимке стенки ниобиевой ампулы после коррозионного испытания в олове отчетливо видна зона взаимодействия (рис. 5).

При детальном исследовании на поверхности Nb ампулы зафиксирована зона взаимодействия толщиной ~ 20 мкм (рис. 6). Исследование распределения элементов, входящих в испытательную систему (Mo, Sn, Nb) в приповерхностной зоне ниобиевой ампулы показало следующее (рис. 7).



Рис. 5. Макрофотография среза Nb-Sn после коррозионных испытаний

Рис. 6. SEM изображение зоны взаимодействия Nb-Sn



Рис. 7. Микроструктура и карты распределения элементов в зоне взаимодействия

Зона взаимодействия толщиной ~20 мкм обогащена одновременно ниобием и оловом, что свидетельствует об образовании интерметаллических соединений Nb-Sn. Молибдена в значимых количествах в этой зоне не обнаружено.

В результате проведенных коррозионных исследований установлено, что Мо в коррозионном взаимодействии с Sn в условиях проведенных испытаний не участвует и полностью совместим с жидким Sn.

#### Список литературы:

[1] Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Чуманов А.Н. Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. — М.: Энергоатомиздат, 1999. 528 с.

[2] Lyublinski I., Lazarev V., Mirnov S., Vertkov A. Protection of tokamak plasma facing components by a capillary porous system with lithium. J. of Nucl. Mater. 463 (2015) 1156-1159.

[3] Evtikhin V.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V. et al. Lithium divertor concept and results of supporting experiments. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2002, vol. 44, № 6, p. 955—977.

[4] Mirnov S.V., Demyanenko V.N., Muravev E.V. Liquid-metal tokamak divertors. — J. Nucl. Mater., 1992, vol. 196—198, p. 45—49.

[5] Mazzitelli G., Apicella M.L., Marinucci M. et al. Status and Perspectives of the Liquid Material Experiments in FTU and ISTTOK. — Fusion Energy 2008 (Proc. 22th Intern. Conf. Geneva, 2008). — Vienna: IAEA, 2008, CD-ROM file EX/P4-6.

[6] И.Е. Люблинский, А.В. Вертков, В.В. Семенов. Сравнительный анализ возможности применения легкоплавких металлов с капиллярно-пористой системой в условиях токамака. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 1, с. 7-14.

[7] А.Р. Петрова, В.Г. Кауфман, Н.М. Вдовина, Ю.А. Шахнес. Выбор материалов, устойчивых к воздействию олова при высоких температурах. Металловедение и термическая обработка металлов. № 10. 1969, с. 73-75.

[8] Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник: в 3 т. / Под общей ред. академика РАН Н.П. Лякишева в 3-х томах. М.: Машиностроение, 1996-2000.

## <u>H.С. КЛИМОВ<sup>1,2</sup></u>, В.А. БАРСУК<sup>1</sup>, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ<sup>1</sup>, H.А. ДАНИЛИНА<sup>1</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>, А.Б. ПУТРИК<sup>1</sup>, Д.В. КОВАЛЕНКО<sup>1</sup>, В.Л. ПОДКОВЫРОВ<sup>1</sup>, А.М. ЖИТЛУХИН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва
<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ТРЕЩИН НА ПОВЕРХНОСТИ ЧИСТОГО ВОЛЬФРАМА И ВОЛЬФРАМА, ПОКРЫТОГО ТОНКИМ ЗАЩИТНЫМ СЛОЕМ ЛЕГКОПЛАВКОГО МЕТАЛЛА, ПРИ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

В Международном термоядерном реакторе ИТЭР в качестве обращенных к плазме материалов будут использоваться вольфрам (W) и бериллий (Be). Из вольфрама будет изготовлено защитное покрытие диверторных пластин, а из бериллия — поверхность первой стенки. Наиболее значительные повреждения защитных покрытий ожидается во время переходных плазменных процессов, таких как ЭЛМ-события, тепловая стадия срыва, ослабленный срыв. Импульсные тепловые нагрузки ожидаемые во время этих событий не достижимы на действующих токамаках, по этой причине другие физические установки, такие как лазерные источники, источники на основе ионных и электронных пучков, а также мощные плазменные ускорители применяются для исследования эрозии обращенных к плазме материалов и испытания защитных покрытий токамака ИТЭР.

Согласно проведенным ранее исследованиям на плазменном ускорителе КСПУ-Т (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Россия) и установке на основе электронного пучка JUDITH (Forschungszentrum Jülich, Germany), формирование трещин на поверхности вольфрама является основным механизмом разрушения вольфрама при импульсных тепловых нагрузках, лежащих ниже порога плавления его поверхности. Настоящая работа представляет собой следующий шаг подобного исследования, который заключается в решении следующих задач: (а) детальное статистическое исследование параметров трещин (ширина, глубина и длина) в зависимости от величины тепловой нагрузки; (б) определение порогового значения плотности энергии, при превышении которого имеет место формирование трещин; (в) изучение влияния на хрупкое разрушения вольфрама тонкого слоя легкоплавкого металла нанесенного на его поверхность. В рамках этой работы идентичные образцы вольфрама, предназначенной для ИТЭР марки, были многократно (до 100 воздействий) облучены потоком дейтериевой плазмы длительностью 0,5 мс на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе КСПУ-Т. Плотность энергии приходящая на поверхность вольфрама варьировалась в диапазоне 0,2 – 1,5 МДж/м<sup>2</sup>. Этот диапазон соответствует следующему диапазону произведения плотности мощности на корень длительности импульса:  $P\sqrt{t} = 9 - 67$  МДж м<sup>-2</sup> с<sup>-0,5</sup>. Нижняя граница данного диапазона лежит ниже порога плавления вольфрама (1,0 МДж/м<sup>2</sup>), а верхняя — превышает ее. Ряд образцов в эксперименте был предварительно покрыт защитным слоем другого, существенно более лекгоплавкого чем вольфрам, металла (Al, Bi, Be) толщиной в диапазоне 1 – 50 мкм. После плазменного облучения образцы исследовались с использованием оптической и электронной микроскопии, металлографическими методами, а также проводились измерения удельных потерь массы образца.

В результате эксперимента с чистым вольфрамом (без защитного слоя) было установлено, что формирование трещит на поверхности вольфрама имеет пороговый характер. При плотностях энергии ниже порогового значения процесс формирования трещин имеет место, но этот процесс носит нерегулярный характер. При плотностях энергии выше порогового значения на поверхности вольфрама уже после первого воздействия на всей облученной поверхности наблюдается сетка трещин с определенными характеристика. При длительности плазменного облучения равной 0,5 мс пороговое значение плотности энергии, установленное в эксперименте, составляет 0,7 МДж/м<sup>2</sup> и лежит ниже порога его плавления.

На основании измерений параметров трещин проведена их классификация. В эксперименте с чистым вольфрамом наблюдались трещин трех типов, ориентированных преимущественно перпендикулярно облучаемой поверхности: трещины первого и второго типа — при нагрузках ниже и в окрестности порога плавления, а третьего — при нагрузках выше порога плавления. Трещины первого типа представляют наибольшую опасность с точки зрения целостности покрытия, поскольку характеризуются наибольшей глубиной проникновения в материал 0,2 - 1 мм, по сравнению с трещинами других типов. Трещины первого типа формируют на поверхности сетку с характерной плотностью узлов 10 - 50 см<sup>-2</sup> и характеризуются максимальной шириной на поверхности до 10 мкм. Трещины второго типа, существенно более мелкие, характеризуются максимальной шириной 0,3 мкм и глубиной проникновения в материал до 0,1 мм, но при этом формируют на поверхности сетку с существенно более высокой плотностью узлов (1,0-5,0)  $10^3$  см<sup>-2</sup>, по сравнению с трещинами первого типа. В результате формирования трещин второго типа на поверхности вольфрама появляется значительное количество обращенных к плазме кромок, что будет приводить к увеличению скорости распыления и испарения вольфрама по сравнению со случаем исходной, не разрушенной, поверхности. Трещины третьего типа характеризуются еще более плотной сеткой узлов (2,0-3,0)  $10^4$  см<sup>-2</sup>, максимальной шириной в диапазоне 1 – 10 мкм и максимальной глубиной проникновения в материал 0,01 – 0,07 мм.

В эксперименте установлено, что поровое значение регулярного формирования трещин 0,7 МДж/м<sup>2</sup>, может быть повышено за счет нанесения но поверхность вольфрама тонкого слоя металла. Наличие данного слоя приводить к снижению максимальной температуры на поверхности вольфрама и вместе с ней механических напряжений, приводящих к хрупкому разрушению материала. В ИТЭР формирование такого слоя будет иметь место в результате переосаждения бериллия с первой стенки на поверхность диверторных пластин, таким образом, допустимый уровень энергии ЭЛМ-ов может быть повышен.

## Ю.В. МАРТЫНЕНКО<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Российская Федерация

#### ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ СРЫВОВ И ЭЛМОВ, НА МЕТАЛЛЫ: КАПЕЛЬНАЯ ЭРОЗИЯ, ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО СЛОЯ И ЭКРАНИРУЮЩИЙ СЛОЙ ПЛАЗМЫ

Показано, что капельная эрозия, движение расплавленного слоя и экранирующий слой плазмы тесно взаимосвязаны. Предложены теоретические модели и анализ экспериментальных данных этих процессов. Предложена следующая картина процессов при воздействии мощных плазменных потоков на металлы.

Если поток плазмы, параллельный поверхности расплавленного металла, имеет давление выше критического  $P_{cr}$ , при котором инкремент неустойчивости Кельвина-Гельмгольца больше  $\tau^{-1}$  ( $\tau$  - длительность импульса), то такой поток плазмы:

1) инициирует волновой рельеф на расплавленной поверхности; 2) сдувает верхушки волн, что приводит к капельной эрозии – основному механизму уноса материала мишени; 3) сдувает волны от центра облучаемой области к периферии, обуславливая быстрый (v~ 10 м/с) перенос расплавленного металла и образованию кратеров.

Вторичная экранирующая плазма образуется при испарении капель. При насыщении поглощаемой мишенью энергией температура приповерхностного слоя плазмы фиксирована и составляет T≈ 1 эВ. Плотность и давление приповерхностного слоя плазмы определяется из баланса поступления вещества при испарении капель и его разлёта.

При нормальном падении первичного потока плазмы даже с давлением ниже  $P_{cr}$  возможно образование плотного приповерхностного слоя плазмы с давлением больше  $P_{cr}$ . В этих случаях образуются волны на поверхности, и происходит эмиссия капель, что наблюдалось для вольфрама и стали.

При скользящем падении первичного плазменного потока и наличии магнитного поля разлёт испаренного вещества приповерхностного слоя экранирующей плазмы следует исследовать специально.

#### БЕГРАМБЕКОВ Л.Б.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

# ПРОНИКНОВЕНИЕ ВОДОРОДА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ОКСИДНЫЙ СЛОЙ МЕТАЛЛА

1. Введение. Элементы термоядерных и технологических плазменных установок, имеющие оксидные слои на своих поверхностях, контактируют в процессе своей работы с водородной плазмой, потоками атомов и ионов водорода и т.п. Барьерные свойства оксидных слоёв по отношению к диффузии водорода хорошо известны. Вместе с тем, было показано [1], что транспорт водорода через поверхностный оксидный слой при сравнительно низких температурах (≤ 500 K) видоизменяется и может быть значительно ускорен при облучении атомами водорода в атмосфере водорода или и ионами водородной плазмы с примесью кислорода. Сообщается, что при низком содержании кислорода в облучающем поверхность потоке ионов и атомов водорода наблюдался захват водорода в цирконий и в вольфрам со слоем оксида алюминия на поверхности. Однако при увеличении содержания кислородной примеси происходило обезгаживание металлов.

В работе рассматривается возможный механизм проникновения водорода через поверхностный слой на поверхности металла при низкотемпературном облучении атомами водорода в водород-кислородной атмосфере и водородной плазмой с примесью кислорода.

2. Транспорт водорода в оксидном слое. Захват ионов и атомов водорода в оксиды сопровождается разрывом связей Me - O - Me в оксиде и образованием связей Me - O - H и Me - H [2]. Энергия связи водорода с атомами кислорода в ловушке (Me - O - H) значительно больше энергии его связи с атомами металлов (Me - H), которая, в свою очередь, по-видимому незначительно отличается от энергии такой же связи в металле. Это обстоятельство позволяет предположить возможность перемещения водорода в оксиде по одноименным ловушкам, как это было показано в работах [2,3] для ловушек Zr - O - H в оксиде циркония. В частности, можно считать возможным переход атомов водорода из оксида в металл и обратно, из металла в оксид, по ловушкам Me - H, а также их переход из ловушек этого типа в ловушки Me - O - H. Обратный переход

атомов водорода из ловушек Ме – О – Н при сравнительно низких температурах представляется маловероятным.

3. Возможный механизм проникновения водорода через поверхностный оксидный слой при облучении ионами и атомами водорода и кислородом. Имея в виду вышесказанное, особенности транспорта водорода через оксидный слой циркония в различных условиях облучения можно объяснить следующим образом. Атомы и ионы водорода, проникая в оксид, образуют связи с атомами кислорода и металла в оксиде, а также проникают в металл по связям Ме – Н. Атомы и ионы кислорода, попадающие на поверхность из плазмы или образующиеся на поверхности, способствуют удалению с поверхности атомов водорода из ловушек обоих типов, формируя в реакциях с ними молекулы воды, десорбирующиеся с поверхности [1]. Таким образом, при определённых соотношениях скорости проникновения водорода в оксид и скорости его удаления с поверхности возможно одновременное существование в оксиде двух потоков водорода в противоположных направлениях: потока водорода в металл по связям Ме – Н и потока водорода из металла в оксид и далее по связям Ме - О - Н до внешней поверхности оксида, откуда он удаляется, благодаря взаимодействию с атомами кислорода. Такая ситуация - удаление из нержавеющей стали одного изотопа водорода (протия) и захват другого его изотопа (дейтерия) – отмечался в работе [1] при облучении поверхности нержавеющей стали атомами дейтерия в дейтерий-кислородной атмосфере и дейтериевой плазмой с примесью кислорода. Обратная ситуация захват водорода и десорбция из вольфрама, предварительно внедрённого в него дейтерия регистрировалась при облучении слоя оксида алюминия на вольфраме ионами аргоновой плазмы с примесью кислорода.

Дальнейшее увеличение концентрации кислорода в потоке облучения и, соответственно, увеличение скорости удаления водорода с поверхности приводит не только к прекращению проникновения водорода в металл через оксидный слой, но и к удалению из металла атомов водорода, находящихся в нём до облучения, то есть, к обезгаживанию металла. Такой эффект наблюдался в работе [1] в экспериментах с нержавеющей сталью, цирконием и вольфрамом с поверхностным слоем оксида алюминия.

Следует отметить, что источники ионов и атомов водорода и кислорода, инициирующих при взаимодействии с поверхностью низкотемпературный транспорт водорода через оксид, могут быть самыми разными. В экспериментах с нержавеющей сталью ускоренное проникновение водорода через оксид происходило при облучении поверхностью ионами и атомами водородной плазмы с примесью кислорода, а также при облучении поверхности атомами водорода в водород-кислородной атмосфере. В последнем случае атомы и ионы кислорода появлялись на поверхности в результате цепи реакций облучающего потока с оксидом хрома [1].

В эксперименте с вольфрамом, покрытым слоем оксида алюминия, водород интенсивно проникал через оксидный слой при облучении поверхности ионами аргоновой плазмы с примесью кислорода. Ионы и атомы водорода, в облучающем поверхность потоке, появлялись, очевидно, в результате диссоциации и ионизации в плазме молекул H<sub>2</sub>O и H<sub>2</sub> остаточного газа.

В эксперименте с цирконием ускоренное проницания водорода через оксидный слой фиксировалось при облучении поверхности ионами аргоновой плазмы. В то же время, захват водорода в цирконий отмечался, когда давление остаточного газа было большим, чем  $3 \times 10^{-2}$  Ра, и происходило обезгаживание циркония, когда давление остаточного газа было меньшим этой величины. В этом эксперименте, атомы и ионы водорода и кислорода появлялись в плазме также в результате диссоциации и ионизации молекул  $H_2O$  и  $H_2$  остаточного газа.

Ионы инертного газа, облучающие поверхность, могли оказывать влияние на развитие эффекта. Характер такого влияния, по-видимому, должен зависеть, главным образом, от энергии ионов и от интенсивности облучающего потока. Результаты работы [1] свидетельствуют, что в условиях указанных выше экспериментов облучение ионами аргона не препятствовало проявлению основных закономерностей эффекта ускоренного проницания.

Наконец, отметим, что ускорение процессов захвата и удаления водорода из металлов в описанных выше условиях свидетельствует о том, что именно проникновение в поверхность и рекомбинации водорода на поверхности являются лимитирующими в цепи процессов (проникновение через поверхность/рекомбинация, диффузия, захват/освобождение из ловушек), определяющих захват и удаление водорода из металла.

**4.** Заключение. В работе рассматривается возможный механизм проникновения водорода через поверхностный слой на поверхности металла при низкотемпературном облучении атомами водорода в водородкислородной атмосфере и водородной плазмой с примесью кислорода.

В соответствии с работой [1] предполагается, что атомы и ионы водорода, проникая в оксид, образуют связи с атомами кислорода и металла (Me – O – H и Me – H) [1]. По связям Me – H атомы водорода могут про-

никнуть в металл, а также перейти из металла в оксид и затем занять в оксиде ловушку Me –O – H с большей энергией связи.

Атомы и ионы кислорода ускоряют удалению с поверхности атомов водорода из ловушек обоих типов, формируя в реакциях с ними молекулы воды, десорбирующиеся с поверхности [1].

В результате, при малой концентрации кислорода на поверхности превалирует поток водорода в металл по связям Ме – Н. При увеличении скорости удаления водорода с поверхности интенсивность проникновения и захвата водорода в металле и удаления из него сравниваются. Дальнейшее увеличение потока кислорода на поверхность ещё больше тормозит проникновение водорода в оксид и далее в металл и ускоряет поток водорода по связям Ме – О – Н из металла до внешней поверхности оксида, откуда он удаляется, благодаря взаимодействию с атомами кислорода.

#### Список литературы:

[1] L.B. Begrambekov, A.V. Grunin, A.S. Kaplevsky, J. of Surf. Inv. Xray, Syn. and Neut. Tech., 9 (2015) pp. 190–195.

[2] K.-D. Kreuer. Proton conductivity: materials and applications // Chemistry of Materials 8 (1996) 610-641.

[3] T. Norby, M. Wideroe, R. Glöckner, Y. Larring. Hydrogen in oxides // Dalton transactions 19 (2004) 3012-3018.

# С.А. КРАТ<sup>1,2</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>1</sup>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>1</sup>, М. МАЙЕР<sup>2</sup>, У. ВОН ТОУССЭЙНТ<sup>2</sup>, П, КОАД<sup>3</sup>, А. ВИДДОУСОН<sup>3</sup>, УЧАСТНИКИ JET-EFDA<sup>1</sup> Наииональный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Рос-

сия

<sup>2</sup>Институт физики плазмы имени Макса Планка, Гархинг, Германия <sup>3</sup>Научный центр Кулхама, Абингтон, Оксфордиир, Великобритания <sup>-</sup>См. дополнение Φ. Романелли, материалы 25th IAEA Fusion Energy Conference 2014, Санкт-Петербург, Россия

#### СРАВНЕНИЕ ОСАЖДЕНИЯ В ТЕНЕВЫХ ОБЛАСТЯХ ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА ЈЕТ В УГЛЕРОДНЫХ И ИТЭР-ПОДОБНОЙ КАМПАНИЯХ

Накопление изотопов водорода, в том числе радиоактивного трития в термоядерных установках представляет собой существенную проблему с точки зрения радиационной безопасности. Одним из возможных каналов накопления изотопов водорода является их соосаждения с материалами, переосаждаемыми в теневых областях установок в ходе их работы. Выбор материалов обращённых к плазме элементов (ОПЭ) является ключевым фактором в процессе образования соосаждённых слоёв и накопления в них изотопов водорода. Ранее уже было показано [1], что при использовании углеродных ОПЭ происходит образование большого количества соосаждённых С-D слоёв и быстрое накопление высоких количеств изотопов водорода. В 2010 году первая стенка британского токамака JET (Joint European Thorus) была заменена с углеродной на ИТЭР-подобную, состоящую из бериллия и вольфрама. В связи с этим, важным является сравнение переосаждения материалов в теневых областях дивертора JET в углеродных и новой, ИТЭР-подобной кампаниях.

Для проведения исследования использовались так называемые образцы-полости. Эти образцы состояли из двух пластин кремния в металлическом держателе, расположенных параллельно друг другу и образующих полость 18.6 × 15 × 2.2 мм. Одна из пластин имела узкую щель посередине шириной 0.8 мм, являвшуюся входом в полость. Частицы, залетающие в щель, могли осесть на кремниевой поверхности с вероятностью s, отразиться от неё с вероятностью г, либо образовать летучую молекулу с вероятностью γ. В результате в полости на верхней и нижней пластинах образовывалась плёнка. По соотношению количества вещества на верхней и нижней пластинах и по профилям толщин образовавшихся плёнок можно было судить о коэффициенте прилипания переосаждающихся частиц. Образцы-полости устанавливались в теневых областях внутреннего и внешнего дивертора, а также под пятым тайлом дивертора. После экспериментальной кампании 2011-2012 годов образцы были извлечены и осевшие на их поверхности плёнки проанализированы при помощи метода ядерных реакций (ЯР). Для анализа использовался пучок ионов <sup>3</sup>He<sup>+</sup> энергией 2.4 МэВ, что позволяло определять количества углерода, бериллия и дейтерия в плёнках.

Для восстановления данных о коэффициенте прилипания частиц было использовано компьютерное моделирование методом Монте-Карло. Было промоделировано осаждение частиц в полости с разными коэффициентами прилипания. При моделировании предполагалось, что  $\beta = \gamma + s$  – вероятность потери частицы на поверхности,  $r + \beta = 1$ ,  $\gamma = 0$ . Так как типичное давление газа в диверторе менее  $10^{-1}$  Па, длины свободного пробега осаждающихся частиц превышали размеры полости. Что позволяло пренебречь их взаимодействием с частицами газа в полости. Были смоделированы осаждения частиц с  $\beta = 0.1, 0.2...0.9, 1$ . Из этих смоделированных профилей были подобраны такие, которые наиболее совпадали с экспериментально измеренными. Сравнение экспериментальных и моделированных данных проводилось по двум параметрам: отношению количества вещества на верхней пластине к количеству вещества на нижней пластине, и по профилям толщины плёнок на верхней и нижней пластинах.

В сравнении с данными, полученными в углеродных кампаниях, было обнаружено уменьшение скорости накопления дейтерия в соосаждённых слоях более в порядка 50 раз. При этом доля дейтерия в соосаждённых слоях D/(Be+C) составляла 27-37%, что сравнимо с долей дейтерия в углеродных плёнках, наблюдавшихся в предыдущих кампаниях.

В плёнках наблюдалось некоторое количество углерода, но бериллий являлся основной их составляющей, с Be/C от 2 до 6. Наибольшая доля углерода наблюдалось во внутреннем диверторе. Возможным источником углерода в плёнках могли быть паразитные разряды в щелях тайлов дивертора и на обратных их сторонах – тайлы дивертора были выполнены из углерода CFC и покрыты толстым (порядка 20 мкм) слоем вольфрама, поэтому нельзя исключать их как источник углерода.

В целом большее количество осаждённого материала наблюдалось во внешнем диверторе по сравнению с внутренним дивертором. Эти данные согласуются с таковыми для углеродной кампании 2005-2009 годов, а также с данными по осаждению Ве с диверторе JET в кампании 2011-2012 годов.

В целом полученные данные о составе и количестве осаждённых плёнок находятся в хорошем согласии с данными, полученными при помощи других диагностических методов в кампании 2011-2012 годов [2,3].

Большие относительные количества Ве были обнаружены на верхних пластинах полостей. Вплоть до 80% Ве на нижней пластине наблюдалось на верхней пластине. Такие соотношения говорят о низком коэффициенте прилипания, не более 0.5 и вплоть до приблизительно 0.1. Наименьшее количество материала на верхней пластине по отношению к количеству материала на нижней пластине наблюдалось во внутреннем диверторе.

Сравнение экспериментальных и моделированных профилей позволяет предположить, что для внутреннего дивертора плёнки были сформированы двумя типами частиц – с низким коэффициентом прилипания порядка 0.1 и с высоким коэффициентом прилипания более 0.5. Для внешнего дивертора и полости, установленной под 5-ым тайлом, частиц с высоким коэффициентом прилипания не наблюдалось. В кампаниях 1999-2001 и 2005-2009 годов коэффициенты прилипания плёнок были не менее 0.6.

Ожидалось, что бериллий должен обладать очень высоким коэффициентом прилипания, близким к 1. Можно предположить, что наблюдаемое несоответсвие вызвано несовершенством использованной методики. Так, например, перераспыление материала с нижней пластины потоком налетающих частиц может привести к большому количеству материала на верхней пластине полости и малому измеряемому коэффициенту прилипания. Стоит, однако, заметить, что, каков бы ни был коэффициент прилипания, существует некоторый механизм транспорта бериллийсодержащих частиц в удалённые области токамака.

#### Список литературы:

[1] Krat S. et al. Hydrocarbon film deposition inside cavity samples in remote areas of the JET divertor during the 1999–2001 and 2005–2009 campaigns // J. Nucl. Mater. 2014.

[2]Esser H.G. et al. Material deposition on inner divertor quartz-micro balances during ITER-like wall operation in JET // J. Nucl. Mater. 2015. Vol. 463. P. 796–799.

[3] Beal J. et al. Analysis of rotating collectors from the private region of JET with carbon wall and metallic ITER-like wall // J. Nucl. Mater. 2015. Vol. 463. P. 818–821.

O. V. OGORODNIKOVA<sup>1</sup>, <u>S. MARKELJ<sup>2</sup></u>, U. VON TOUSSAINT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe sh. 31, Moscow, Russia <sup>2</sup>Jožef Stefan Institute and Association EURATOM-MHEST, Jamova cesta 39, 1000 Ljubljana, Slovenia

<sup>3</sup>Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmannstr. 2, D-85748 Garching, Germany

# PENETRATION, DIFFUSION AND TRAPPING OF DEUTERIUM IN TUNGSTEN UNDER EXPOSURE TO THERMAL ATOMIC BEAM

The present work focuses on a number of compelling fundamental science problems relevant to plasma-material interactions. Several theoretical approaches were used. Molecular dynamic (MD) model and binary collision code TRIM were used to define the reflection coefficient and penetration depth of atomic and low-energy deuterium in tungsten. Rate equation theory and analytical model were used for the description of the deuterium penetration, diffusion and trapping in tungsten. An analytical expression for the rate of migration and trapping of hydrogen isotopes in a metal was derived. Using this expression, experimentally observed dependences of accumulation of the atomic and low-energy deuterium in tungsten on the incident energy, ion flux and temperature were explained. The calculations of the deuterium diffusion with trapping at radiation-induced defects in tungsten by analytical model are consistent with numerical calculations using rate-equation model. MD calculations show an agreement with a binary collision code TRIM only in a very narrow range of deuterium energies between 1 and 20 eV. Incorporation of the data of reflection and penetration of deuterium in the macroscopic modelling has been done to verify the range of validity of calculations using molecular dynamic MD and binary collision code TRIM by comparison of modelling results with experimental data. Modelling results are consistent with experiments using reflection and penetration data obtained from TRIM code for deuterium incident energy above 1 eV. Otherwise, the parameters obtained from MD should be incorporated in the rate-equation model to have a good agreement with the experiments. The present model allows us to understand interaction of thermal atomic deuterium beam with tungsten and validate reflection coefficient and mean projective range obtained by TRIM and MD calculations against experiments.

#### М.К. СКАКОВ, А.А. КОЛОДЕШНИКОВ, Б.К. РАХАДИЛОВ, Т.Р. ТУЛЕНБЕРГЕНОВ, И.А. СОКОЛОВ Филиал Институт Атомной Энергии Национальный Ядерный Центр Республики Казахстан

#### ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ НА МОЛИБДЕН И ВОЛЬФРАМ КАК НА КАНДИДАТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

В данной работе приведены результаты исследования влияния облучения водородной плазмой на микроструктуру вольфрама и молибдена.

Исследования влияния плазмы на образцы были проведены на имитационной плазменной установке. Плазменная установка представляет собой генератор плазмы, в котором для получения плазмы используется пучковоплазменный разряд [1, 2]. Схематическое изображение установки приведено на рисунке 1.



Рис. 1. Схематическое изображение плазменной установки

Процесс облучения мишени и мишень в охлаждаемом плазмоприемнике показаны на рисунке 2.



Рис. 2. Процесс облучения мишени плазменным пучком и мишень в охлаждаемом плазмоприемнике

Исследование микроструктуры образцов вольфрама до и после облучения проводили при помощи оптического микроскопа OLIMPUSBX41M и растрового электронного микроскопа JSM-6390. Для выявления микроструктуры использовали химическое травление в растворе, содержащей
50% плавиковой кислоты и 50% азотной кислоты. Химический состав образцов определяли с помощью рентгеноспектрального микроанализа.

Металлографический анализ показал, что после облучения водородной плазмой при энергии первичного пучка 2,5 кВт с потенциалом на мишень от 800 В до 1600 В наблюдается изменение микроструктуры поверхности вольфрама, уменьшение размера зерна, выявляются границы зерен за счет травления поверхности ионами водорода. Также наблюдаются мелкие дефекты структуры.

рисунке 3 РЭМ-Ha приведены изображения образцов вольфрама, облученных при ускоряющем потенциале 1600 В. Изображения получены при больших увеличениях. Топография облученной поверхности свидетельствует о ее сильной эрозии. Видно, что в теле зерна образуются ямки травления размером от 100 нм до 500 нм, как результат распыление поверхности, вызываемое ионной бомбардировкой. Помимо этого в объеме вольфрама создаются микротрещины и мелкие поры. В частности, создаются большое количество мелких пор размером от 0,2 мкм 1,0 мкм. Система трещин и пор создает транспортный путь между поверхностью и объемом материала, поэтому можно ожидать глубокое проникновение ионов в объем металла. Причиной появления этих структурных нарушений, повидимому, являются механические напря-



Рис. 3. РЭМ-изображения поверхности образцов вольфрама после облучения плазменным пучком в среде водорода при ускоряющем потенциале 1600

жения в кристаллической решетке вольфрама, вызванные имплантированным водородом.

Рентгеноспектральный микроанализ поверхности показал, что в составе вольфрама в исходном состоянии и после облучения, помимо вольфрама наблюдается углерод.



Рис. 4. Результаты рентгеноспектрального микроанализа поверхности образца вольфрама после облучения водородной плазмой

При облучении водородной плазмой на поверхности накапливается водород, однако, рентгеноспектральным микроанализом не удается определить легкие элементы с порядковым номером меньше 4. Из рисунка, также видны характерные признаки, отличающие облученную поверхность: присутствие на ней темных пятен микронного масштаба. Анализ структуры этих пятен показывает, что они представляют собой ямки, обогащённые углеродом, образующиеся в результате воздействия плазмы (рисунок 4).

На рисунке 5 представлены РЭМ-изображения поверхности молибдена.

Видно, что после облучения водородной плазмой на поверхности наблюдаются распыленные участки – ямки травления, поры.

На рисунке 6 представлены результаты рентгеноспектрального микроанализа. Анализ показал, что в составе молибдена до и после облучения не обнаружено примесей кроме углерода. Присутствие углерода связано с тем, что в камере микроскопа находился остаточный газ углерода.



Рис. 5. РЭМ-изображения поверхности образцамолибденапосле облучения плазменным пучком в среде водорода при ускоряющем потенииале 1600 В

Тонкая структура вольфрама, наблюдаемая методом просвечивающей электронной микроскопии, представлена на рисунке 7. Хорошо видно, что после облучения структура вольфрама более фрагментирована и характеризуется дефектной субструктурой.



Рис. 6. Результаты рентгеноспектрального микроанализа поверхности образца молибдена после облучения водородной плазмой при ускоряющем потенциале 1600 В

Образующаяся дефектность, по-видимому, приближается к дефектности границ зерен. Возможность формирования такой субструктуры зерен при плазменно-пучковой обработке обеспечивается повышенным энергетическим состоянием поверхности и подповерхностных слоев, подвергаемых на всем протяжении обработки бомбардировке ионами и нейтральными атомами низкотемпературной плазмы.

Перспективность исследований заключается в возможности использования полученных результатов экспериментальных исследований при проектировании элементов конструкции термоядерного реактора, рабочего анализа ИХ ресурса и влияния материалов на параметры



Рис. 7. Электронно-микроскопические изображения тонкой структуры вольфрама до (a) и после облучения водородной плазмой при энергии первичного пучка 2,5 кВт и ускоряющем потенциале 1600 В (б)

плазмы, для прогнозирования накопления изотопов водорода в объеме реактора.

Работа выполнена при грантовой финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан.

#### Список литературы:

[1] Стенд имитационных испытаний в сопровождение исследований на токамаке КТМ (СИИ-КТМ) : итоговый отчет : 85-3-021-129: Ч.1. – М. : МИФИ, 2005. – 46 с.

[2] The numerical code TOKSCEN for modelling plasma evolution in tokamaks / D.Yu. Suchugov, G.V. Shapovalov, B.Zh. Chektybaev, M.K. Skakov, N.A. Gasilov, A.D. Sadykov [et al.] // Nuclear Fusion. –2015

#### ДЕГТЯРЕНКО Н.Н., ПИСАРЕВ А.А. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ И В МАССИВЕ ВОЛЬФРАМА

Представлены результаты расчетов методом DFT устойчивых конфигураций атомарного водорода в объеме кристалла вольфрама, а также на его поверхности [100] и в приповерхностных слоях.

1. Показано, что атомарный водород адсорбируется на поверхность без барьера с энергий ЗэВ. Для адсорбции молекулы водорода на поверхность вольфрама [100] необходимо преодоление энергетического барьера при этом происходит развал молекулы. Предпочтительная ориентация оси молекулы при этом – перпендикулярно поверхности.

2. Проведено моделирование конфигураций кластеров атомарного водорода на поверхности [100] вольфрама. Рассчитано, что различие в полной энергии системы для всех конфигураций и кратностей поверхностных кластеров адсорбированного атомарного водорода существенно меньше энергии поверхностной диффузии, т.е. если нет термоактивированной диффузии, то неоднородность распределения адсорбированного водорода обусловлена только случайностью потока атомов водорода на поверхность вольфрама.

3. Проведен анализ образования второго слоя атомов водорода на поверхности [100] вольфрама. Один атом водорода адсорбируется на первом слое атомов Н. Приход второго атома водорода в область расположения первого атома Н приводит к их объединению в молекулу водорода во втором слое.

4. Рассчитаны характеристики кластеров водорода в массиве вольфрама. Показано, что косвенное корреляционное взаимодействие атомов водорода через соседние к ним атомы W может приводить к созданию плоских кластеров водорода с энергией связи до 0.35эВ. Рассчитано, что объемные кластеры H энергетически менее выгодны по сравнению с плоскими кластерами.

# В.Х. АЛИМОВ<sup>1,2,3\*</sup>, Ю. ХАТАНО<sup>3</sup>, Н. ЁСИДА<sup>4</sup>, Х. ВАТАНАБЕ<sup>4</sup>, М. ОЯИДЗУ<sup>5</sup>, М. ТОКИТАНИ<sup>6</sup>, Т. ХАЯСИ<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт физической химии и электрохимии имени А.Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Рос-

сия

<sup>3</sup> Центр водородных исследований, Университет г. Тояма, Тояма, Япония
<sup>4</sup> Институт прикладной механики, Университет Кюсю, Касуга, Япония
<sup>5</sup> Японское агентство по атомной энергии, Роккасё, Япония
<sup>6</sup> Национальный институт термоядерных исследований, Токи, Япония

#### МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ И ЭРОЗИЯ НИЗКОАКТИВИ-РУЕМОЙ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ F82H ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ОБЛУЧЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

Низкоактивируемые ферритно-мартенситные стали используются в настоящее время в качестве конструкционных элементов бланкета бридерного реактора. Кроме того, в последние годы выдвигаются предположения об использовани этих сталей в качестве будущих плазмоконтактирующих материалов. В этой связи возникают многочисленные вопросы, связанные с поведением этих материалов при взаимодействии с водородной плазмой. Следует отметить, что в состав этих сталей, наряду с железом, хромом, марганцем, входит вольфрам (0,4-0,8 ат.%). При облучении низкоэнергетической водородной плазмой, вследствие значительной разницы в коэффициентах распыления, приповерхностный слой стали претерпевает структурные изменения и обогащается вольфрамом. Целью настоящей работы было исследование модификации поверхности и эрозии японской низкоактивируемой ферритно-мартенситной стали F82H при воздействии водородной плазмы в широком интервале температур облучения.

Мишени, изготовленные из стали F82H, были облучены низкоэнергетической (200 эВ) дейтериевой плазмой с высоким значением потока ионов (около  $10^{22}$  D/m<sup>2</sup>c) при температурах от 403 до 773 K до доз облучения в интервале от  $10^{25}$  до  $2.5 \times 10^{26}$  D/m<sup>2</sup>. После облучения дейтериевой плазмой морфология поверхности мишени анализировались методами сканирующей электронной микроскопии и сканирующей просвечивающей микроскопии в сочетании с рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией. Эрозия стали определялась весовым методом.

Было показано, что облучение стали F82H дейтериевой плазмой до дозы  $10^{26}$  D/m<sup>2</sup> приводит к формированию в приповерхностном слое наноразмерных фиброподобных структур, обогащенных вольфрамом до 10-30 ат.%, в зависимости от температуры облучения. Усредненный коэффициент эрозии стали падает с увеличением дозы облучения и возрастает практически в два раза при увеличении температуры облучения от 403 до 773 К.

### В.Л.БУХОВЕЦ<sup>1</sup>, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ<sup>1</sup>, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ<sup>1</sup>, А.В. МАРКИН<sup>1</sup>, Л.П. КАЗАНСКИЙ<sup>1</sup>, И.А. АРХИПУШКИН<sup>1</sup>, А.П. ЗАХАРОВ<sup>1</sup>, А.М. ДМИТРИЕВ<sup>2</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>2</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина Российской академии наук, Москва

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург

## РАСПЫЛЕНИЕ МОЛИБДЕНА И АЛЮМИНИЯ В D<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> ПЛАЗМЕ ЧИСТЯЩЕГО РАЗРЯДА

В большинстве систем оптической диагностики ИТЕР планируется использовать молибденовые зеркала [1]. Испытания таких зеркал, также как и зеркал из других материалов проводились в ряде установок управляемого термоядерного синтеза [2-4]. Тем не менее, перенос материала первой стенки (главным образом бериллия), эрозия поверхности и имплантация частиц может привести к ухудшению оптических характеристик зеркал. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по распылению алюминиевых и молибденовых фольг, а также эксперименты по очистке молибденовых зеркал от предварительно нанесённых плёнок алюминия (химического аналога бериллия). Эксперименты проводились на поли- и монокристаллических молибденовых зеркалах (Мо(111) и Мо(110)). Образцы экспонировали в D<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> плазме; доля азота в плазмообразующей смеси изменялась от 0 до 100% при смещении на поверхности образца на 100В ниже плавающего потенциала. Поверхность зеркал и их оптические свойства исследовали до и после экспозиции в плазме методами отражательной спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии, электронно-зондового микроанализа, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и атомно-силовой микроскопии. Коэффициент распыления определяли весовым методом. Он изменялся на алюминиевых и молибденовых фольгах соответственно в 5 и 8 раз, при возрастании содержания азота в плазмообразующей смеси от 0 (чистый D<sub>2</sub>) до 20%. Наблюдаемое возрастание коэффициента распыления связано с образованием ND<sub>3</sub> в D<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> плазме. На исходной поверхности молибденовой фольги. начиная с флюенса 10<sup>23</sup> ион/м<sup>2</sup>, наблюдалось образование блистеров; их количество и размеры возрастали с увеличением времени экспозиции в плазме. После полировки молибденовой фольги алмазным порошком, образование блистеров не наблюдалось вплоть до флюенса 10<sup>23</sup> ион/м<sup>2</sup>, так же как и на поверхностях полированных поли- и монокристаллических зеркал, причём коэффициенты распыления на всех Мо образцах (зеркалах, исходной и полированной фольге) отличались несущественно при равных условиях экспозиции. Плазменная очистка поверхностей зеркал Mo(111) и Mo(110) в смеси D<sub>2</sub>/2% N<sub>2</sub> приводила к восстановлению отражательной способности. При дальнейшей экспозиции в плазме того же состава наблюдалось увеличение коэффициента отражения, которое связано, по нашему мнению, с удалением углерода, внедрённого в процессе полировки алмазными порошками.

#### Список литературы:

[1] V. Voitsenya, A.E. Costley, V. Bandourko, A. Bardamid, V. Bondarenko, Y. Hirooka, et al., Rev. Sci. Instrum. 72 (1) (2001) 475.

[2] M. Lipa, B. Schunke, Ch. Gil, J. Bucalossi, V.S. Voitsenya, V. Konovalov, et al., Fusion Eng. Des. 81 (2006) 221.

[3] K.Yu. Vukolov, M.I. Guseva, S.A. Evstigneev, A.A. Medvedev, S.N. Zvonkov, Plasma Devices Oper. 12 (3) (2004) 193.

[4] G. De Temmerman, M.J. Rubel, J.P. Coad, R.A. Pitts, J.R. Drake, Proceedings of the 32nd EPS Conference on Plasma Physics, 2005 ECA, vol. 29C, Tarragona, Spain, 2005, P-1.076.

## G.VAN OOST<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Department of Applied Physics, Ghent University, Belgium <sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoe sh. 31, Moscow, Russia

#### THE EUROPEAN FUSION R&D PROGRAMME

A long-term perspective in the EU on the development of controlled magnetic confinement fusion is mandatory since Europe has a leading position in this field and major expectations have grown from the perspective of other ITER parties, for fusion is a sustainable and secure energy source. With this objective in mind a *Roadmap to the realisation of fusion energy* (October 2012) has been created that guides research and development on fusion in Europe.

Since the 1970s, when Europe's fusion laboratories have joined forces to build and operate the Joint European Torus, (JET), they have continuously reinforced their collaboration, accounting for Europe's current leadership. To coordinate research activities beyond JET, the Fusion Associations formed the European Fusion Development Agreement, EFDA, in 1999. The EUROfusion consortium created in 2014 takes this development a step further. EUROfusion, the European Consortium for the Development of Fusion Energy, manages European fusion research activities on behalf of the European Atomic Energy Community (EURATOM), and funds the Research Units in accordance with their participation to the mission-oriented Work Packages outlined in the Consortium Work Plan. The members of the EUROfusion consortium are the 29 national fusion laboratories. EUROfusion (co-)funds fusion research activities in accordance with the Roadmap to the realisation of fusion energy

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ	3
И.М. ПОЗНЯК, В.М. САФРОНОВ, В.Ю. ЦЫБЕНКО Движение расплавленного металлического слоя под действием интенсив- ных плазменно-тепловых нагрузок, характерных для ELM-ов и срывов ИТЭР	11
I. BORODKINA, D. BORODIN, S.BREZINSEK, I.V. TSVETKOV, V.A. KURNAEV, C.C. KLEPPER, A. LASA, A. KRETER and JET CONTRIBUTORS Surface biasing influence on the physical sputtering of plasma-facing compo- nents in fusion devices	13
А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, Д. БОРОДИН, А. КРЕТЕР, М. РАЙНХАРТ, А. КИРШНЕР, Ю. РОМАЗАНОВ, С. БРЕЗИНСЕК Влияние долгоживущих уровней нейтрального вольфрама на результаты спектроскопических измерений в линейных плазменных установках	15
А.А. МУХРЫГИН, А.Н. ЩЕРБАК, С.В. МИРНОВ Определение оптимального времени подготовки разрядной камеры тока- мака Т-11М к рабочим режимамъ	19
А.А. ПШЕНОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ, А.С. КУКУШКИН Роль энергобаланса в процессе детачмента	23
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, D. HWANGBO, S. KAJITA, N. OHNO, Д.Г. БУЛГАДАРЯН, В.А. КУРНАЕВ, Д.В. КОЛОДКО Модификация наноструктурированных поверхностей вольфрама и молиб- дена в результате вакуумного пробоя	26
В.П. АФАНАСЬЕВ, А.С. ГРЯЗЕВ, П.С. КАПЛЯ, И.А. КОСТАНОВСКИЙ, О.Ю. РИДЗЕЛЬ Количественное определение изотопов водорода в конструкционных ма- териалах на основе спектроскопии пиков упруго отраженных электронов и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии	30
А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, И.Ю. ГРЕЦКАЯ, А.В. ГРУНИН, М.Ю. ДЪЯЧЕНКО, Н.А. ПУНТАКОВ, Я.А. САДОВСКИЙ Осаждение покрытия карбида бора на вольфрам из атомарных потоков бора и углерода	34
Е.Д. МАРЕНКОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН Влияние многоместного захвата на транспорт водорода в твердом теле	38
А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ Изучения взаимодействия литий-дейтериевых пленок с атмосферными газами	42
С.А. БАРЕНГОЛЬЦ, Г.А. МЕСЯЦ, И.В. УЙМАНОВ, М.М. ЦВЕНТУХ, Д.Л. ШМЕЛЕВ Развитие модели инициирования взрывоэмиссионных импульсов при взаимодействии плазмы с поверхностью	46

В.С. ЕФИМОВ, А.Г. ПОСКАКАЛОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, К. БЫСТРОВ Определение содержания гелия в вольфрамовом «пухе» методом термо- десорбционной спектроскопии	50
Д.Д. БЕРНТ, В.О. ПОНОМАРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ Изучение способов обеспечения олеофобных качеств поверхности тонко- пленочных оптических покрытий, осаждаемых из плазмы магнетронного разряда	54
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОЙТЮК, А.М. ЗАХАРОВ Разработка и испытания электростатического зонда для сбора пылевых частиц в термоядерных установках	58
А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, И.Ю. ГРЕЦКАЯ, А.В.ГРУНИН,М.Ю. ДЬЯЧЕНКО,Н.А. ПУНТАКОВ, Я.А.САДОВСКИЙ Термоциклирование и облучение потоком ионов водорода высокой плот- ности мощности вольфрамовых слоев осаждённых на вольфраме	62
А.Е. ЕВСИН, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, И.Р. ВАХИТОВ, А.И. ГУМАРОВ, Н.Ф. КА- ШАПОВ, А.Г. ЛУЧКИН, Л.Р. ТАГИРОВ, Н.В. ЯНИЛКИН Влияние плазменной модификации поверхности циркония на захват дей- терия при облучении атомами с тепловыми энергиями	66
В.С. ЕФИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, Б.И. ХРИПУНОВ, В.С. КОЙ- ДАН, А.И. РЯЗАНОВ Анализ накопления дейтерия в вольфраме после его облучения быстры- ми ионами и дейтериевой плазмой	70
Т.В. СТЕПАНОВА, А.В. КАЗИЕВ, М.В. АТАМАНОВ, Н.Ф. ИЗМАЙЛОВА, А.В. ТУМАРКИН М.М. ХАРЬКОВ, М.М. БЕРДНИКОВА, А.А. ПИСАРЕВ Магнетронное осаждение защитных TiN покрытий на изделиях из сплава AI-Cu-Ag-Mg-Mn	74
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.М. ЗАХАРОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Я.А. САДОВСКИЙ Обезгаживание стенок вакуумной камеры при её облучении плазмой с примесью кислорода	77
Г.М. ТАРАСЮК, В.В. КОЗЛОВА, А.Ю. РЫЧАГОВ, К.К. ДЕНЬЩИКОВ, А.А. ПИСАРЕВ Плазменная обработка углеродного электрода суперконденсатора	81
А.С. КУКУШКИН, Х.Д. ПАХЕР Нейтралы – определяющий фактор в работе дивертора ИТЭР	83
И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю. ЖАРКОВ, Э.А. АЗИЗОВ, В.В. ВЕРШКОВ, С.В. МИРНОВ, В.Б. ЛАЗАРЕВ Комплекс литиевого и вольфрамовых лимитеров токамака Т-10 для обес- печения ЭЦР нагрева плазмы мощностью до 3 МВт. Назначение, конст- рукция, результаты первых экспериментов	87

И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, О.Н. СЕВРЮКОВ, М.Ю. ЖАРКОВ, В.А. ШУМСКИЙ, А.А. ИВАННИКОВ Выбор материалов жидкометаллических капиллярных систем внутрика- мерных элементов токамаков, контактирующих с плазмой, на основе оло- ва	91
Н.С. КЛИМОВ, В.А. БАРСУК, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ, Н.А. ДАНИЛИНА, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.Б. ПУТРИК, Д.В. КОВАЛЕНКО, В.Л. ПОДКОВЫРОВ, А.М. ЖИТЛУХИН	96
Экспериментальное исследование формирования трещин на поверхности чистого вольфрама и вольфрама, покрытого тонким защитным слоем лег- коплавкого металла, при плазменных тепловых нагрузках, характерных для переходных плазменных процессов в ИТЭР	
Ю.В. МАРТЫНЕНКО Воздействие плазменных потоков характерных для срывов и ЭЛМов на металлы: капельная эрозия, движение расплавленного слоя и экрани- рующий слой плазмы	99
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ	
Проникновение водорода через поверхностный оксидный слои металла	100
П. КОАД, А. ВИДДОУСОН, УЧАСТИНИКИ ЈЕТ ЕГДА	104
Сравнение осаждения в теневых областях дивертора токамака ЈЕТ в уг-	
леродных и ИТЭР-подобной кампаниях	
O. V. OGORODNIKOVA, S. MARKELJ, U. VON TOUSSAINT	
Penetration, diffusion and trapping of deuterium in tungsten under exposure to	107
	100
П.Р. ТУЛЕПВЕН ЕПОВ, И.А. СОКОЛОВ Влияние плазмы на молиблен и вольфрам как на канлилатные материалы	108
термоядерного реактора	
Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ	
Моделирование поведения атомарного водорода на поверхности и в мас-	112
В.Х. АЛИМОВ, Ю. ХАТАНО, Н. ЕШИДА, Х. ВАТАНАБЕ, М. ОЯИДЗУ, М. ТОКИ- ТАНИ Т. ХАЯШИ	112
Модификация поверхности и эрозия низкоактивирумой ферритно-	115
мартенситной стали F82H под воздействием облучения низкоэнергетиче-	
ской дейтериевой плазмой	
В.Л. БУХОВЕЦ, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ,	
А.В. МАРКИН, Л.П. КАЗАНСКИЙ, И.А. АРХИПУШКИН,	115
А.П. ЗАХАРОВ, А.М. ДМИТРИЕВ, А.Г. РАЗДОБАРИН, Е.Е. МУХИН	
Распыление молиодена и алюминия в D2/N2 плазме чистящего разряда	
G.VAN OOST	117
ine European Fusion K&D Programme	117/

## МАТЕРИАЛЫ XIX КОНФЕРЕНЦИИ

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ,28-29 января 2016 г.